

N° D'ORDRE 2983
Série A — 2114

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe PLUVINAGE

Ancien élève de l'École Normale Supérieure
Agréé de l'Université

1^{re} THÈSE : Étude théorique et expérimentale de la conductibilité
électrique dans les nuages non orageux.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le octobre 1945 devant la Commission d'Examen :

MM. COULOMB, *Président.*

KASTLER
THELLIER } *Examineurs.*

ÉDITIONS DE LA
REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur.

PARIS 15^e

— 1945 —

N° D'ORDRE 2983
Série A — 2114

THÈSES

PRÉSENTÉES

à la Faculté des Sciences
de l'Université de Paris

POUR OBTENIR LE GRADE DE

DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Philippe PLUVINAGE

Ancien élève de l'École Normale Supérieure

Agrégé de l'Université

1^{re} THÈSE : Étude théorique et expérimentale de la conductibilité
électrique dans les nuages non orageux.

2^e THÈSE : Propositions données par la Faculté.

Soutenues le octobre 1945 devant la Commission d'Examen :

MM. COULOMB, *Président.*

KASTLER
THELLIER } *Examineurs.*

ÉDITIONS DE LA

REVUE D'OPTIQUE THÉORIQUE ET INSTRUMENTALE

165, Rue de Sèvres — 3 et 5, Boulevard Pasteur.

PARIS 15^e

— 1945 —

UNIVERSITÉ DE PARIS

FACULTÉ DES SCIENCES

Doyen. M. Paul MONTEL.

PROFESSEURS

P. MONTEL	T	Théorie des Fonctions.	DUPONT	T	Théories chimiques.
L. BLARINGHEM	T	Botanique.	LANQUINE	T	Géologie structurale et géologie appliquée.
G. JULIA	T	Analyse supérieure et Algèbre supérieure.	VALIRON	T	Calcul différentiel et calcul intégral.
C. MAUGUIN	T	Minéralogie.	BARRABÉ		Géologie structurale et Géologie appliquée.
A. MICHEL-LÉVY	T	Pétrographie.	F. PERRIN		Théories physiques.
A. DENJOY	T	Géométrie supérieure.	VAVON	T	Analyse et mesures chimiques.
L. LUTAUD	T	Géographie physique et géologie dynamique.	G. DARMOIS	T	Mathématiques générales.
E. DARMOIS	T	Enseignement de Physique.	CHATTON	T	Biologie maritime.
A. DEBIERNE	T	Électronique et Radioactivité.	AUBEL		Chimie biologique.
M. JAVILLIER	T	Chimie biologique.	Jacques BOURCART		Géographie physique et Géologie dynamique.
Robert LÉVY	T	Physiologie comparée.	M ^{me} JOLIO-CURIE		Physique générale et Radioactivité.
Henri VILLAT	T	Mécanique des fluides et applications.	PLANTEFOL	T	Botanique.
Ch. JACOB	T	Géologie.	CABANNES	T	Recherches physiques.
P. PASCAL	T	Chimie générale.	GRASSE	T	Zoologie (Évolution des êtres organisés).
M. FRÉCHET	T	Calcul des probabilités et Physique mathématique.	PRÉVOST		Chimie organique.
E. ESCLANGON	T	Astronomie.	BOULIGAND		Mathématiques.
M ^{me} RAMART-LUCAS	T	Chimie organique.	CHAUDRON		Chimie.
H. BÉGHIN	T	Mécanique physique et expérimentale.	WYART		Minéralogie.
FOCH	T	Mécanique expérimentale des fluides.	TEISSIER		Zoologie.
PAUTHENIER	T	Électrotechnique générale.	MANGENOT	T	Biologie végétale
DE BROGLIE	T	Théories physiques.	P. AUGER	T	Physique.
CHRÉTIEN		Optique appliquée.	MONNIER		Physiologie générale.
JOB		Chimie générale.	PIVETEAU		Géologie.
PRENANT	T	Anatomie et Histologie comparées.	ROCARD		Physique.
VILLEY	T	Mécanique physique et expérimentale.	H. CARTAN		Calcul différentiel.
COMBES	T	Physiologie végétale.	SCHAEFFER	T	Physiologie générale.
GARNIER	T	Application de l'analyse à la Géométrie.	LAFFITE		Chimie (P. C. B.).
PÉRÈS	T	Mécanique rationnelle.	LERAY		Mécanique théorique des fluides.
HACKSPILL	T	Chimie minérale.	FAVART		Calcul des probabilités et Physique-mathématique.
LAUGIER	T	Physiologie générale.	COULOMB	T	Physique du globe.
TOUSSAINT		Technique aéronautique.	M ^{lle} COUSIN		Biologie animale (P. C. B.).
M. CURIE		Physique (P. C. B.).	CHRÉTIEN		Analyse et mesures chimiques.
G. RIBAUD	T	Hautes températures.	DRACH		Évolution des êtres organisés.
CHAZY	T	Mécanique analytique.	CHATELET	T	Arithmétique et théorie des nombres.
GAULT	T	Chimie (P. C. B.).	EPHRUSSI	T	Génétique.
CROZE	T	Physique théorique et physique céleste.	WURMSER	T	Biologie physico-chimique.
			KASTLER		Physique.

Secrétaire. Ch. MONIER.

JANES

A MON PÈRE

A M. JEAN COULOMB

Directeur de l'Institut de Physique du Globe de Paris

ÉTUDE THÉORIQUE ET EXPÉRIMENTALE DE LA CONDUCTIBILITÉ ÉLECTRIQUE DANS LES NUAGES NON ORAGEUX

par Philippe PLUVINAGE

Aide-physicien à l'Observatoire du Puy-de-Dôme

PREMIÈRE PARTIE

Étude théorique

SOMMAIRE. — Une théorie utilisant seulement les lois de la diffusion des petits ions et de leur déplacement sous l'action d'un champ électrique est développée en vue d'expliquer les faibles valeurs de la conductibilité dans les nuages. Si l'on suppose que le champ électrique général régnant dans le nuage est très faible, un calcul simple est possible. Dans le cas d'un nuage globalement neutre ou faiblement électrisé, on donne l'expression des conductibilités positive et négative. Chemin faisant, on est amené à effectuer la statistique des charges des gouttelettes. On trouve une loi de Gauss qui ne dépend que du rayon. Dans un nuage faiblement électrisé, ce sont les gouttelettes qui portent la totalité de la charge. Quand on ne suppose plus très faible le champ électrique général, il est nécessaire d'utiliser des équations rigoureuses. Celles-ci sont établies, puis une application en est faite pour déterminer l'influence d'un champ pas trop intense sur la conductibilité dans un nuage globalement neutre. On trouve que cette influence est une fonction paire du champ et on donne le premier terme du développement en série. L'influence est d'autant plus marquée que le nuage est plus dilué.

I. POSITION DU PROBLÈME ET TRAVAUX ANTÉRIEURS

1. Un des principaux problèmes de l'électricité atmosphérique est celui de l'équilibre entre les causes de production et de disparition des ions (en abrégé, « équilibre ionique »). Pour le résoudre, il faut connaître, outre la vitesse de production des ions et le nombre de noyaux neutres, les coefficients de recombinaison entre les diverses espèces d'ions et entre ions et noyaux neutres. Un grand nombre de travaux, expérimentaux pour la plupart, ont été consacrés à l'équilibre ionique dans une atmosphère non nuageuse. Par contre, on ne trouve guère de publications relatives aux conditions électriques à l'intérieur des brouillards ou des nuages. Citons les mesures de conductibilité de H. Markgraf [1], effectuées à Potsdam par temps de brouillard ; elles ont donné des valeurs le plus souvent inférieures à la normale et comprises entre $0,1 \cdot 10^{-5}$

et $6 \cdot 10^{-5}$ U.E.S. Une série de mesures effectuées au Sommet du Puy de Dôme (1460 m) par E. Mathias et G. Grenet [2] confirme la faiblesse de la conductibilité dans un nuage, en même temps que sa variabilité. Les chiffres donnés vont de $0,7 \cdot 10^{-5}$ à $5,8 \cdot 10^{-5}$ U.E.S., tandis que, par temps dégagé, les valeurs normales sont de l'ordre de $15 \cdot 10^{-5}$. Le but du présent travail est de préciser les relations entre la conductibilité et les autres grandeurs caractérisant un nuage ou un brouillard, ce qui revient à poser dans son ensemble le problème de l'équilibre ionique dans ces milieux. Les travaux de Wigand [3] se rapportent à une question très voisine, celle de la charge électrique des brouillards, mais cet auteur néglige les ions présents à côté des gouttelettes. Il méconnaît ainsi le problème et je montrerai que ses mesures sont tout à fait illusoires. On verra dans la première partie du présent travail comment on peut établir quelques lois simples à partir d'hypothèses vraisemblables. La deuxième partie en exposera la vérification expérimentale, effectuée à l'Observatoire du Puy de Dôme. A cause de l'altitude de cette station, les seuls nuages étudiés sont les nuages bas : Cumulus, Stratus, Strato-Cumulus, formés de gouttelettes liquides, surfondues ou non. La théorie qui leur est applicable peut d'ailleurs vraisemblablement s'étendre avec peu de modifications aux nuages formés de particules de glace, ou même à un « aérosol » formé de particules conductrices quelconques. Le cas des nuages orageux ne sera pas envisagé, car les hypothèses simplificatrices de départ seraient alors trop inexactes.

2. La constitution des nuages bas non orageux a été précisée à la suite de diverses recherches, dont les plus récentes sont celles de J. Bricard [4]. Ces recherches ont montré qu'un nuage n'est pas homogène : les rayons des gouttelettes se groupent autour d'une valeur moyenne, suivant une courbe en cloche assez étalée. Suivant le nuage, la valeur moyenne peut varier de 3,5 à 12 μ et davantage. Le contenu en eau condensée, de l'ordre de 1 gramme par mètre cube, est moins variable que le rayon moyen. Le nombre N de gouttelettes par centimètre cube est donc en gros inversement proportionnel au cube du rayon moyen. De l'ordre de 1 000 pour les nuages à fines gouttelettes, il est de l'ordre de 100 pour les nuages à grosses gouttelettes. Un nuage doit être considéré comme un milieu très dilué. En effet, la distance la plus probable d'une gouttelette à sa plus proche voisine, donnée par l'expression $(2\pi N)^{-\frac{1}{3}}$, est de l'ordre de 100 fois le rayon. Par suite de leurs faibles dimensions, les gouttelettes ne prennent un mouvement relatif par rapport à l'air ambiant que si les filets fluides sont fortement courbés, par exemple autour d'un obstacle ⁽¹⁾. Dans les circonstances ordinaires, on pourra considérer ce mouvement relatif comme nul. Le degré hygrométrique, s'il n'est pas toujours 100, en est du moins assez voisin pour que l'air d'un nuage puisse être pratiquement regardé comme saturé.

3. Les différentes causes d'ionisation de l'atmosphère : radioactivité de l'air et du sol, rayonnement cosmique, etc. ont, à l'intérieur d'un nuage, une action qui, par

(1) Cf. les travaux de Brun et collaborateurs sur la mécanique des aérosols.

suite de la grande dilution de l'eau dans l'air, n'est pas différente de ce qu'elle est à l'extérieur du nuage ⁽²⁾. Elle se caractérise par le nombre q de paires d'ions produites par centimètre cube et par seconde. Supposer, comme je le ferai, que q est une constante dans l'espace et dans le temps est une hypothèse très inexacte à petite échelle. Elle se justifie par le fait que les volumes et les temps intéressés dans les mesures de conductibilité, de charge, etc., sont toujours considérables devant le volume et le temps dans lesquels agit une cause d'ionisation déterminée. Les mesures de q effectuées au voisinage du sol donnent des valeurs de l'ordre de 10. Les ions ainsi produits sont les petits ions, qui se caractérisent par leurs coefficients de diffusion D_1 et D_2 et leurs mobilités K_1 et K_2 ⁽³⁾. Il faut souligner que les propriétés de l'ion négatif diffèrent beaucoup moins de celles de l'ion positif dans l'air humide que dans l'air sec. C'est ce qui ressort du tableau suivant, dressé à l'aide du *Recueil de Constantes d'Abraham et Sacerdote* (tableau 238). Les valeurs sont données pour 15° C et 760 mm Hg, en unités C. G. S. pour D , en cm/sec. /V/cm pour K .

	D_1	D_2	K_1	K_2
	—	—	—	—
air sec	0,03 ⁽⁴⁾	0,042	1,43	1,81
air humide	0,032	0,035	1,37	1,51

On fait donc une erreur de 10 % si l'on admet que $D_1 = D_2$ et $K_1 = K_2$. D'ailleurs K et D interviendront le plus souvent par leur rapport, qui doit être le même pour les ions positifs et les ions négatifs, car d'après Townsend, ε désignant la charge élémentaire, k la constante de Boltzmann, T la température absolue, on a la relation :

$$\frac{K}{D} = \frac{\varepsilon}{kT}.$$

En fait, les études expérimentales ont établi, à quelques centièmes près, dans les domaines de température et de pression qui nous intéressent, les lois suivantes :

Les mobilités sont indépendantes de la température et inversement proportionnelles à la pression :

$$K_1 = \frac{760}{p} \cdot 1,37, \quad K_2 = \frac{760}{p} \cdot 1,51.$$

Les coefficients de diffusion sont proportionnels à la température absolue et inversement proportionnels à la pression :

$$D_1 = \frac{T}{288} \frac{760}{p} \cdot 0,032, \quad D_2 = \frac{T}{288} \frac{760}{p} \cdot 0,035.$$

⁽²⁾ C'est le rapport entre les masses d'eau condensée et d'air, de l'ordre de 1/1000, qui joue ici.

⁽³⁾ Les ions positifs seront caractérisés par l'indice 1, les ions négatifs par l'indice 2.

⁽⁴⁾ Le Recueil ne précise pas le 2^e chiffre.

On trouve numériquement à 15°C en U.E.S.C.G.S. :

$$\frac{K_1}{D_1} = 1,28 \cdot 10^4, \quad \frac{K_2}{D_2} = 1,29 \cdot 10^4,$$

tandis que

$$\frac{\varepsilon}{kT} = 1,22 \cdot 10^4.$$

On peut donc admettre la relation de Townsend, quitte à modifier légèrement le facteur de $\frac{1}{T}$, et écrire à 1 % près : $\frac{K_1}{D_1} = \frac{K_2}{D_2} = 1,28 \cdot 10^4 \cdot \frac{288}{T}$.

4. Le déplacement des ions dans l'air résulte du mouvement brownien et de l'action du champ électrique. Dans les circonstances courantes, leur disparition est causée par la rencontre d'un noyau neutre ou d'un gros ion de signe contraire, ou plus rarement d'un petit ion de signe contraire. Dans un nuage, je supposerai qu'elle est due uniquement à la rencontre avec une gouttelette. Il n'est pas sûr que les noyaux neutres ou les gros ions soient totalement absents d'un nuage, mais leur action absorbante doit être faible. Quant à la recombinaison entre petits ions, le calcul montrera qu'elle est négligeable. Le mécanisme de la capture d'un ion par une gouttelette peut être expliqué de la manière suivante : les ions qui, au cours de leur déplacement, passent assez près de la surface conductrice d'une gouttelette ⁽⁵⁾ sont attirés par leur « image électrique ». Quand ils arrivent au contact, ils communiquent leur charge à la gouttelette et cessent d'exister en tant qu'ions. Le problème est de déterminer la vie moyenne des ions, ou encore les densités moyennes $\bar{n}_1$ et $\bar{n}_2$ des ions présents à un instant donné dans le nuage. On en déduira immédiatement les conductibilités $\lambda_1 = \bar{n}_1 K_1 \varepsilon$ et $\lambda_2 = \bar{n}_2 K_2 \varepsilon$; je montrerai en effet que la contribution des gouttelettes, autres centres chargés, est négligeable.

En somme, nous avons affaire à un cas particulier du problème de la diffusion des ions dans un gaz en contact avec un conducteur, celui où ce dernier est finement divisé. Jusqu'ici on avait seulement envisagé un conducteur limité par des surfaces à rayons de courbure assez grands. Par exemple Townsend, pour mesurer D_1 et D_2 , a calculé la répartition des ions dans un gaz circulant à travers un cylindre. On trouvera d'autres exemples dans le traité de Schweidler [5]. Je me servirai des mêmes équations différentielles : seules diffèrent les conditions aux limites. Par ailleurs, le problème envisagé n'est pas sans parenté avec celui de la coagulation des colloïdes, traité par Smoluchowski [6]. Cet auteur considère, en effet, une particule colloïdale, supposée d'abord fixe pour simplifier, comme baignant dans un milieu sillonné par les autres particules animées du mouvement brownien et il cherche la probabilité de la réunion d'une particule mobile avec la particule fixe. Il suppose que cette réunion a lieu quand la pro-

⁽⁵⁾ Les gouttelettes sont en réalité formées d'un diélectrique à constante élevée, équivalent à un conducteur pour les phénomènes qui sont étudiés ici.

mière pénètre à l'intérieur d'une certaine sphère, « la sphère d'action », centrée sur la deuxième. Si l'on remplace le mot « sphère d'action » par « gouttelette » et le mot « particule mobile » par « ion », on obtient le problème que nous nous posons. Mais il convient de mettre en évidence deux différences importantes. En premier lieu, dans une solution colloïdale le milieu interstitiel est conducteur. Il y a peu ou pas de charges libres et Smoluchowski n'envisage que des particules neutres. Dans un nuage, au contraire, à l'action de la diffusion se superposera celle du champ électrique. En second lieu, tandis que, dans la solution colloïdale, les particules disparaissent à mesure que progresse la coagulation, il y a ici production constante de nouveaux ions. Nous n'avons pas affaire à un problème d'évolution, mais à un problème d'équilibre.

II. ÉQUATIONS GÉNÉRALES ET CONDITIONS AUX LIMITES

Pour arriver à un énoncé du problème mathématiquement commode, il faut substituer des grandeurs continues aux grandeurs discontinues qui interviennent en réalité à l'échelle moléculaire. En effet, s'il est théoriquement équivalent de raisonner sur les processus individuels, puis de faire la moyenne, ou d'écrire des relations globales valables à l'échelle macroscopique, cette deuxième manière de faire a l'avantage pratique de mener à des équations courantes en physique mathématique. Les résultats n'auront qu'une valeur statistique : c'est sans inconvénient, puisque les mesures portent toujours sur des volumes de nuage renfermant un nombre considérable de gouttelettes.

L'équation générale à laquelle satisfait la densité ionique positive n_1 par exemple, en un point déterminé du nuage, s'obtient en faisant le bilan des causes de production et de disparition des ions (en abrégé « bilan ionique positif ») à l'intérieur d'un volume élémentaire $d\tau$ entourant ce point. Le flux des ions qui diffusent à travers une surface dS , de vecteur unitaire normal $\vec{v}$, étant $-D_1(\vec{\text{grad}} n_1 \cdot \vec{v})dS$, la quantité d'ions qui sortent par diffusion de $d\tau$ est en 1 seconde : $-\text{div}(D_1 \vec{\text{grad}} n_1)d\tau$. D'autre part, s'il existe un champ électrique $\vec{E} = -\vec{\text{grad}} V$, le flux des ions qui, sous l'action du champ, passent à travers dS est $n_1 K_1(\vec{E} \cdot \vec{v})dS$, et la quantité d'ions qui sortent de $d\tau$ en 1 seconde sous l'action du champ est $\text{div}(n_1 K_1 \vec{E})d\tau$. Nous verrons que la charge d'espace due aux ions libres est négligeable ; dans tout l'espace extérieur aux gouttelettes, on a donc $\Delta V = 0$ et :

$$\text{div}(K_1 n_1 \vec{E}) = -\text{div}(K_1 n_1 \vec{\text{grad}} V) = -K_1(\vec{\text{grad}} n_1 \cdot \vec{\text{grad}} V)$$

tandis que

$$\text{div}(D_1 \vec{\text{grad}} n_1) = D_1 \Delta n_1.$$

Le nombre d'ions produits en 1 seconde dans le volume $d\tau$ étant $q d\tau$, le bilan ionique positif mène à l'équation :

$$(1) \quad D_1 \Delta n_1 + K_1 \overrightarrow{\text{grad}} n_1 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} V + q = 0.$$

Pour les ions négatifs, on aura de même :

$$(1 \text{ bis}) \quad D_2 \Delta n_2 - K_2 \overrightarrow{\text{grad}} n_2 \cdot \overrightarrow{\text{grad}} V + q = 0.$$

Les ions étant absorbés quand ils arrivent sur les surfaces des gouttelettes, les densités n_1 et n_2 sont assujetties à être nulles sur ces surfaces. Il s'agit de calculer les moyennes $\bar{n} = \frac{1}{\mathcal{V}} \int_{\mathcal{V}} n d\tau$, $\mathcal{V}$ étant un volume renfermant un grand nombre de gouttelettes.

Le problème sera résolu en deux étapes. Dans la première on suppose que le champ électrique qui règne au voisinage d'une gouttelette est uniquement le champ radial local dû à la charge de la gouttelette. Il est alors possible de donner une solution simple très approchée. J'appellerai cette étape « approximation de Smoluchowski », car c'est à une approximation du même genre que cet auteur a eu recours dans sa théorie de la coagulation des colloïdes. Dans la seconde, on recherche à préciser l'influence d'un champ électrique général régnant dans tout le nuage et se superposant aux champs locaux créés par les gouttelettes. L'approximation de Smoluchowski n'est plus adaptée à cette étude et il faut trouver une solution rigoureuse du problème.

III. APPROXIMATION DE SMOLUCHOWSKI

A. — CAS D'UN NUAGE GLOBALEMENT NEUTRE

1. — Statistique des charges des gouttelettes.

On considère que chaque gouttelette baigne dans un « gaz ionique » dont la densité au loin est $\bar{n}_1$ (respectivement $\bar{n}_2$). Autrement dit le milieu est supposé assez dilué pour que la présence des autres gouttelettes ne trouble pas la variation de n_1 (respectivement n_2) au voisinage de la gouttelette envisagée. En prenant le centre de cette dernière pour origine des coordonnées, n_1 et n_2 ne seront fonctions que de la distance radiale r . Pour simplifier, je supposerai d'abord que $D_1 = D_2 = D$ et que $K_1 = K_2 = K$, de manière que les phénomènes soient exactement symétriques pour les ions des deux signes. L'influence de l'inégalité de D_1 et D_2 sera examinée ensuite. Soient p le nombre de charges élémentaires portées par la gouttelette, a son rayon. Pour trouver l'équation différentielle à laquelle satisfait n_1 par exemple, il suffit de faire le bilan ionique dans le volume élémentaire $4\pi r^2 dr$ compris entre les sphères de rayons r et $r + dr$. Il vient :

$$\frac{d}{dr} \left(D r^2 \frac{dn_1}{dr} - p \varepsilon K n_1 \right) + q r^2 = 0.$$

Le dernier terme représente un effet de volume, alors que les deux premiers représentent des effets de surface. On peut donc écrire d'une manière très approchée :

$$(2) \quad \frac{d}{dr} \left(Dr^2 \frac{dn_1}{dr} - p\varepsilon K n_1 \right) = 0.$$

Posons $x = \frac{r}{a}$ et $\frac{\varepsilon K}{Da} = \eta$. Ce paramètre η interviendra constamment dans la suite. Il est le même (à 1 % près) pour les ions des deux signes, même quand on tient compte des différences entre D_1 et D_2 et entre K_1 et K_2 . Si l'on admet la relation de Townsend, on peut écrire : $\eta = \frac{\varepsilon^2}{a} / kT$. η a donc une signification physique simple : c'est le rapport de l'énergie potentielle d'un ion à la surface de la gouttelette, au double de l'énergie par degré de liberté d'une molécule gazeuse.

Le nuage étant globalement neutre, les densités limites $\bar{n}_1$ et $\bar{n}_2$ ont la même valeur $\bar{n}_0$. La solution de (2) satisfaisant à toutes les conditions s'écrit :

$$(3) \quad n_1 = \frac{\bar{n}_0}{e^{p\eta} - 1} \left[e^{p\eta \left(1 - \frac{1}{x}\right)} - 1 \right].$$

Pour trouver n_2 , il suffit dans (3) de changer η en $-\eta$. On obtient :

$$(3 \text{ bis}) \quad n_2 = \frac{\bar{n}_0}{1 - e^{-p\eta}} \left[1 - e^{-p\eta \left(1 - \frac{1}{x}\right)} \right].$$

En particulier pour une gouttelette neutre $p = 0$ et :

$$(4) \quad n_1 = n_2 = \bar{n}_0 \left(1 - \frac{1}{x} \right).$$

La gouttelette absorbe en moyenne par seconde une quantité d'ions égale à $4\pi Da \left(\frac{d}{dx} \right)_{x=1}$. Cette grandeur peut se mettre sous la forme $\beta_1^p \bar{n}_0$ pour les ions positifs, $\beta_2^p \bar{n}_0$ pour les ions négatifs, en posant :

$$(5) \quad \beta_1^p = \frac{4\pi Da p \eta}{e^{p\eta} - 1}, \quad \beta_2^p = \frac{4\pi Da p \eta}{1 - e^{-p\eta}};$$

en particulier pour les gouttelettes neutres $\beta_0 = 4\pi Da$, résultat déjà obtenu par Smoluchowski ⁽⁶⁾. Les β sont de véritables coefficients de recombinaison entre ions et gouttelettes.

Pour déterminer $\bar{n}_c$, il suffit de faire le bilan ionique d'un volume contenant un grand nombre de gouttelettes. On peut pour simplifier l'écriture prendre ce volume pour unité. Supposons de plus pour le moment que toutes les gouttelettes aient même rayon. Soit N_p le nombre de celles qui portent la charge $p\varepsilon$. Par suite de la symétrie du

(6) Dans une note aux *Comptes Rendus* (4 janvier 1944) relative à ces calculs je n'ai pas cité Smoluchowski, ignorant à ce moment les travaux de cet auteur.

problème, le nombre de celles qui portent la charge $-p\varepsilon$ est aussi N_p . Le bilan ionique s'écrit :

$$(6) \quad q = \beta_0 N_0 \bar{n}_0 + \sum_{p=1}^{\infty} (\beta_p^1 + \beta_p^2) N_p \bar{n}_0.$$

n_0 sera connu si l'on détermine N_p . Il faut donc résoudre un problème préalable, celui de la statistique des charges individuelles des gouttelettes.

On y parvient en écrivant que dans l'état de régime permanent le nombre de gouttelettes de charge $p\varepsilon$ qui capturent un ion positif et se transforment en gouttelettes de charge $(p+1)\varepsilon$ est égal à celui des gouttelettes de charge $(p+1)\varepsilon$ qui capturent un ion négatif et se transforment en gouttelettes de charge $p\varepsilon$. On obtient l'équation :

$$(7) \quad \beta_p^1 N_p = \beta_{p+1}^2 N_{p+1}.$$

C'est une loi de récurrence, qui permet de calculer N_p en fonction de N_0 . Les relations successives s'écrivent :

$$\begin{aligned} \frac{p N_p}{1 - e^{-p\eta}} &= \frac{(p-1) N_{p-1}}{e^{(p-1)\eta} - 1}, \\ \frac{(p-1) N_{p-1}}{1 - e^{-(p-1)\eta}} &= \frac{(p-2) N_{p-2}}{e^{(p-2)\eta} - 1}, \\ &\dots\dots\dots \\ \frac{N_1}{1 - e^{-\eta}} &= \frac{N_0}{\eta}. \end{aligned}$$

On aboutit finalement à la relation :

$$(8) \quad N_p = \frac{N_0}{p\eta} \left[e^{-\frac{p(p-1)}{2}\eta} - e^{-\frac{p(p+1)}{2}\eta} \right],$$

ou encore :

$$(9) \quad N_p = N_0 \frac{\operatorname{sh} \frac{p\eta}{2}}{\frac{p\eta}{2}} e^{-\frac{p^2\eta}{2}}.$$

η est une quantité petite ; par exemple pour $a = 2,5 ; 5 ; 10 \mu$ à 15° , η a les valeurs 0,0244 ; 0,0122 ; 0,00611. Le facteur de l'exponentielle n'est sensiblement différent de N_0 que pour les valeurs très grandes de p , alors que l'exponentielle est déjà très petite. La courbe de répartition coïncide donc pratiquement avec la courbe d'équation

$$(10) \quad N_p = N_0 e^{-\frac{p^2\eta}{2}},$$

c'est-à-dire avec une courbe de Gauss dont la dispersion a pour valeur $\frac{1}{\eta}$. Cette dispersion est proportionnelle au rayon des gouttelettes et à la température absolue. La

figure 1 représente les courbes de répartition obtenues pour $a = 2,5 ; 5 ; 10 ; 20 \mu$.

Pour trouver N_0 en fonction de N , il suffit de sommer la série (8) :

$$(11) \quad N_0 \left[1 + 2 \sum_{p=1}^{\infty} \frac{\text{sh} \frac{p\eta}{2}}{\frac{p\eta}{2}} e^{-\frac{p^2\eta}{2}} \right] = N.$$

Mais on peut évaluer cette somme d'une manière très approchée en la remplaçant par l'intégration de la relation (10). On a alors

$$N_0 = \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} N$$

et (10) devient :

$$(12) \quad N_p = N \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} e^{-\frac{p^2\eta}{2}}.$$

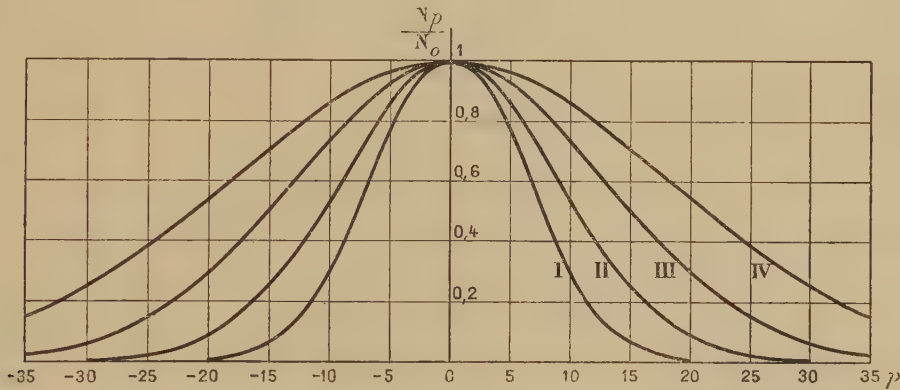


FIG. 1. — Statistique des charges individuelles des gouttelettes

I : $a = 2,5 \mu$. II : $a = 5 \mu$. III : $a = 10 \mu$. IV : $a = 20 \mu$.

Pour $a = 5 \mu$ par exemple, les gouttelettes neutres forment 4,4 % du total. On trouve graphiquement que 76 % des gouttelettes ont une charge inférieure à 10ε , 97 % à 20ε .

Il résulte enfin de la relation (11) que la moyenne des charges > 0 des gouttelettes est égale à $\varepsilon \sqrt{\frac{2}{\pi\eta}}$. De même pour les charges < 0 , c'est $-\varepsilon \sqrt{\frac{2}{\pi\eta}}$. Pour $a = 2,5 ; 5 ; 10 ; 20 \mu$ on trouve 5 ; 7 ; 10 et 14 ε .

2. — Calcul de la conductibilité.

Nous sommes maintenant en mesure de calculer $\bar{n}_0$ à l'aide de la relation (6). Remarquons d'abord qu'on peut l'écrire en utilisant l'équation (7) :

$$q = 2 \sum_{p=0}^{\infty} \beta_p^1 N_p n_0.$$

Après substitution des valeurs (8) et (5) de N_p et β_p^1 , on obtient :

$$q = 8\pi D a N_0 \bar{n}_0 \sum_{p=0}^{\infty} e^{-\frac{p(p+1)}{2}\eta}.$$

Finalement, l'expression rigoureuse de $\bar{n}_0$ est :

$$(13) \quad \bar{n}_0 = \frac{q}{4\pi D N a} \frac{\frac{1}{2} + \sum_{p=0}^{\infty} \frac{\text{sh} p \frac{\eta}{2}}{p \frac{\eta}{2}} e^{-\frac{p^2 \eta}{2}}}{\sum_{p=0}^{\infty} e^{-\frac{p(p+1)}{2}\eta}}.$$

Il est facile de montrer que le facteur de $\frac{q}{4\pi D N a}$ est très voisin de 1. Il suffit pour cela de remplacer les sommations par des intégrations. On trouve :

$$q = 8\pi D N a \bar{n}_0 \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{p(p+1)}{2}\eta} \eta dp$$

ou, en utilisant la fonction $\theta(\lambda) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{\lambda} e^{-\lambda^2} d\lambda$:

$$q = 4\pi D N a \bar{n}_0 \left[1 - \frac{1}{2} \theta \left(\frac{1}{2} \sqrt{\frac{\eta}{2}} \right) \right] e^{\frac{\eta}{8}},$$

soit approximativement :

$$\bar{n}_0 = \frac{q}{4\pi D N a} \left(1 + \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} - \frac{\eta}{8} \right).$$

A quelques centièmes près, on peut donc écrire :

$$(14) \quad \bar{n}_0 = \frac{q}{4\pi D N a}.$$

Ainsi, en première approximation $\bar{n}_0$ peut se calculer comme si toutes les gouttelettes étaient neutres.

Moyennant l'hypothèse déjà énoncée que les seuls centres chargés présents dans le nuage sont les petits ions et les gouttelettes, il est facile maintenant de calculer les conductibilités λ_1 et λ_2 . La part des ions dans ces conductibilités est donnée par :

$$(15) \quad \lambda_1 = \lambda_2 = \frac{q \epsilon K}{4\pi D N a} = \frac{q \eta}{4\pi N}.$$

D'autre part, K_g désignant la mobilité des gouttelettes, la contribution de ces dernières a pour valeur :

$$\lambda'_1 = \lambda'_2 = \Sigma p \epsilon N_p K_g.$$

Utilisons l'équation (12) et remplaçons la sommation par une intégration. Il vient :

$$\lambda'_1 = \lambda'_2 = \epsilon N \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} \int_0^{\infty} e^{-\frac{p^2 \eta}{2}} K_g p dp.$$

K_g est toujours extrêmement faible. On sait qu'il suffit pour calculer cette grandeur d'écrire que si une gouttelette de charge est soumise dans un champ E à la force $\vec{pE}\epsilon$, elle chemine avec une vitesse v obtenue en égalant à $\vec{pE}\epsilon$ la force de résistance à l'avancement exercée par l'air. En appliquant la loi de Stokes (μ désignant le coefficient de viscosité de l'air), on a l'équation :

$$6\pi\mu va = pE\epsilon,$$

d'où :

$$v = K_g E = \frac{p\epsilon E}{6\pi\mu a}.$$

La mobilité a donc pour expression :

$$K_g = \frac{p\epsilon}{6\pi\mu a};$$

on en déduit :

$$\lambda'_1 = \lambda'_2 = \frac{\epsilon^2 N}{6\pi\mu a} \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} \int_0^\infty e^{-\frac{p^2\eta}{2}} p^2 dp,$$

ou :

$$(16) \quad \lambda'_1 = \lambda'_2 = \frac{\epsilon ND}{12\pi\mu K}.$$

Avec les valeurs numériques $N = 500$, $\mu = 0,00017$, on trouve :

$\lambda'_1 = \lambda'_2 = 1,16 \cdot 10^{-8}$ U.E.S., tandis que pour $a = 5\mu$, $\lambda_1 = \lambda_2 = 2 \cdot 10^{-5}$ U.E.S. La part des gouttelettes dans la conductibilité est donc négligeable ⁽⁷⁾. De plus, les valeurs calculées par la formule (15) sont d'un ordre de grandeur conforme aux valeurs expérimentales indiquées au début de cette étude.

Remarquons que, d'après la formule (14), la durée de vie θ d'un ion dans le nuage est égale à $\frac{1}{4\pi DN a}$. Pour $N = 500$ et $a = 5\mu$, on a par exemple $\theta = 9,6$ secondes. Rappelons que la durée de vie d'un ion à la surface du sol dans une atmosphère non polluée est de l'ordre de 60 secondes.

3. — Quelques perfectionnements.

a) Influence de l'inégalité des rayons des gouttelettes.

Nous avons supposé que toutes les gouttelettes avaient le même rayon. En réalité le nombre de gouttelettes dont le rayon est compris entre a et $a + da$ est une grandeur de la forme $N(a)da$. Dans l'approximation de Smoluchowski, il est permis de considérer le nuage réel comme formé par la simple juxtaposition de nuages partiels homo-

(7) Ceci contrairement à l'opinion de Wigand, qui rend à priori les gouttelettes responsables de la conductibilité et doit alors leur attribuer des charges considérables.

gènes de densité $N(a)da$. Dans chacun des nuages partiels joue la loi de répartition (9) ou (12) avec le paramètre η correspondant, et l'on peut évaluer très approximativement la quantité d'ions absorbés par la formule $4\pi D\bar{n}_0 N(a)ada$. Le bilan ionique s'écrit alors :

$$q = 4\pi D\bar{n}_0 \int_0^\infty N(a)ada,$$

ou, $\bar{a}$ désignant la moyenne des rayons :

$$(17) \quad q = 4\pi D N \bar{a} \bar{n}_0.$$

La formule (15) donnant la conductibilité est valable à condition de substituer $\bar{a}$ à a dans l'expression de η .

Il est facile de calculer le nombre de gouttelettes dont la charge est $p\varepsilon$. Il suffit de faire la somme des proportions obtenues en utilisant la loi (12) appliquée à chacun des nuages partiels :

$$(18) \quad N_p = \int_0^\infty \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} e^{-\frac{p^2\eta}{2}} N(a)da.$$

Dans cette intégrale, η doit être considéré comme fonction de a . A charge constante, la distribution des rayons est donnée par

$$N_p(a)da = \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} e^{-\frac{p^2\eta}{2}} N(a)da.$$

b) *Influence de l'inégalité des coefficients de diffusion.*

D_1 étant inférieur à D_2 , les ions négatifs sont un peu plus rapidement absorbés que les ions positifs. Les gouttelettes prennent donc une légère charge négative, dont je désignerai la valeur moyenne par $p'\varepsilon$ (je suppose de nouveau pour simplifier que toutes les gouttelettes ont même rayon), tandis que dans l'air ambiant on a $\bar{n}_1 > \bar{n}_2$. En supposant que toutes les gouttelettes portent la charge moyenne, le bilan ionique s'écrit :

$$q = \frac{4\pi D_1 \bar{a} \bar{n}_1 p' \eta_1 N}{e^{p' \eta_1} - 1} = \frac{4\pi D_2 \bar{a} \bar{n}_2 p' \eta_2 N}{1 - e^{-p' \eta_2}};$$

on en déduit :

$$\bar{n}_1 = \frac{q}{4\pi D_1 N \bar{a}} \frac{e^{p' \eta_1} - 1}{p' \eta_1}, \quad \bar{n}_2 = \frac{q}{4\pi D_2 N \bar{a}} \frac{1 - e^{-p' \eta_2}}{p' \eta_2}.$$

p' est petit. On a donc approximativement :

$$(19) \quad \bar{n}_1 = \frac{q}{4\pi D_1 N \bar{a}}, \quad \bar{n}_2 = \frac{q}{4\pi D_2 N \bar{a}}.$$

D'autre part, le nuage étant neutre :

$$N p' + \bar{n}_1 - \bar{n}_2 = 0,$$

d'où :

$$p' = -\frac{q}{4\pi N^2 \bar{a}} \left(\frac{1}{D_1} - \frac{1}{D_2} \right).$$

Fixons les idées par un exemple. Prenons $q = 10$, $N = 200$, $a = 10^{-3}$ cm. On trouve $n_1 = 124$, $n_2 = 114$ et $p' = 0,05$. La répercussion sur le nombre d'ions est sensible, mais sur la charge des gouttelettes elle est négligeable. Remarquons que l'on peut donner aux ions le même coefficient de diffusion et la même mobilité K , à condition de prendre pour D et K les moyennes harmoniques de D_1 et D_2 et de K_1 et K_2 : $\frac{2}{D} = \frac{1}{D_1} + \frac{1}{D_2}$, $\frac{2}{K} = \frac{1}{K_1} + \frac{1}{K_2}$, qui coïncident d'ailleurs pratiquement avec les moyennes arithmétiques.

c) *Influence de l'image électrique.*

A la distance $r = ax$ du centre d'une gouttelette, le champ dû à l'image électrique d'un ion a pour valeur $E = -\frac{\varepsilon}{a^2} \frac{2x^2 - 1}{x^3(x^2 - 1)^2}$.

Supposons la gouttelette neutre pour simplifier. L'équation (2) doit être corrigée comme suit :

$$\frac{d}{dx} \left[Da x^2 \frac{dn}{dx} + K\varepsilon \frac{(2x^2 - 1)}{x(x^2 - 1)^2} n \right] = 0.$$

La solution de cette équation qui satisfait à toutes les conditions s'écrit :

$$n = \frac{q}{4\pi DN a} \exp \left[\frac{\eta}{2} \frac{1}{x^2(x^2 - 1)} \right] \int_1^x \frac{1}{x^2} \exp \left[-\frac{\eta}{2} \frac{1}{x^2(x^2 - 1)} \right] dx.$$

La valeur limite de n n'est plus $\frac{q}{4\pi DN a}$, mais :

$$\bar{n}_0 = \frac{q}{4\pi DN a} \int_1^\infty \frac{1}{x^2} \exp \left[-\frac{\eta}{2} \frac{1}{x^2(x^2 - 1)} \right] dx.$$

Par intégration graphique, on trouve pour $\eta = 0,0122$: $\bar{n} = 0,986 \frac{q}{4\pi DN a}$.

La correction est négligeable, étant donné la précision à laquelle prétend la présente étude.

4. — Conditions de validité de l'approximation de Smoluchowski.

Les calculs précédents sont valables si les gouttelettes ne sont pas trop grosses et si le nuage n'est ni trop dense ni trop dilué. Cherchons à préciser des ordres de grandeur. Envisageons pour cela le problème de la répartition des ions autour d'une sphère conductrice, supposée neutre pour simplifier, dont le rayon n'est pas supposé petit. Ce problème peut d'ailleurs avoir quelque intérêt en lui-même. En faisant le bilan ionique dans le volume élémentaire, il faut ici tenir compte de la recombinaison des ions. On trouve alors l'équation :

$$(22) \quad \frac{D}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{dn}{dr} \right) + q - \alpha n^2 = 0.$$

Loin de la sphère, le premier terme est négligeable ; on a simplement $q - \alpha n^2 = 0$. La valeur limite de n est donc $n_\infty = \sqrt{\frac{q}{\alpha}}$. En posant suivant les notations de Langevin :

$$\left(\frac{D^2}{\alpha q}\right)^{\frac{1}{4}} = l \quad (\text{grandeur homogène à une longueur})$$

$$r = \rho l \quad y = \left(1 - \frac{n}{n_\infty}\right) \rho,$$

l'équation devient :

$$(23) \quad \frac{d^2 y}{d\rho^2} = 2y - \frac{y^2}{\rho}.$$

Les conditions aux limites sont : $y\left(\frac{a}{l}\right) = \frac{a}{l} \quad y(\infty) = 0$.

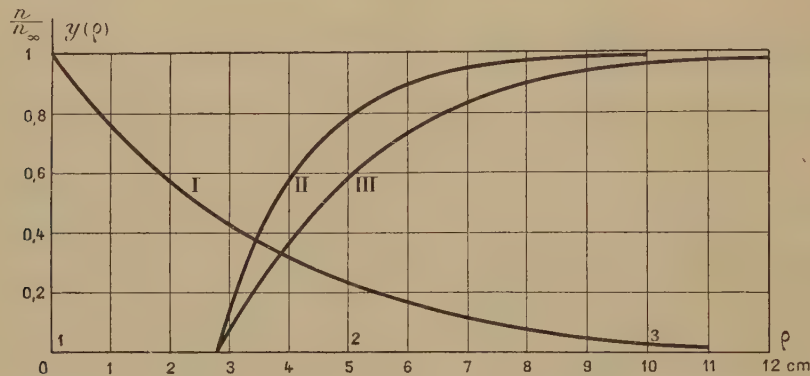


FIG. 2. — I : fonction $y(\rho)$ II : courbe $\frac{n}{n_\infty}$, cas de la sphère. III : courbe $\frac{n}{n_\infty}$, cas du plan.

La solution n'est pas exprimable à l'aide des transcendentes connues, mais des considérations élémentaires permettent de se rendre compte de ses principales caractéristiques. J'ai effectué une intégration numérique par approximations successives en adoptant les valeurs suivantes :

$$q = 10, \quad \alpha = 1,6 \cdot 10^{-6}, \quad D = 0,033 \text{ C.G.S.} \quad a = l = 2,9 \text{ cm.}$$

La figure 2 représente la courbe $n(r)$ obtenue, ainsi que la courbe $n(r)$ relative à un plan, tracée d'après Schweidler. De la comparaison de ces deux courbes il ressort que l'absorption par unité de surface $D \frac{dn}{dr}$ proportionnelle à la pente initiale de la tangente est plus grande pour la sphère que pour le plan. Cette propriété est d'autant plus prononcée que le rayon est plus petit. D'après l'équation (23) $\frac{d^2 y}{d\rho^2}$ reste constamment inférieur à $\frac{2a}{l}$ pour la solution particulière considérée et $y(\rho)$ diffère d'autant

moins d'une droite parallèle à $O\rho$ que $\frac{a}{l}$ est plus petit. L'approximation de Smoluchowski consiste à admettre que

$$y = \frac{a}{l};$$

on en tire en effet : $n = \left(1 - \frac{a}{r}\right) n_\infty$, ce qui est bien conforme à l'équation (4), à condition de poser $n_\infty = n_0$.

Une première condition pour que la théorie soit valable est donc que le rayon d'une gouttelette soit petit devant la grandeur $l = \left(\frac{D^2}{\alpha q}\right)^{\frac{1}{4}}$. Il en est toujours bien ainsi dans un nuage, puisque l est de l'ordre de 3 cm et a de l'ordre de 10μ .

Une seconde condition est que la densité limite n_∞ soit bien celle qui est donnée par la formule (4), autrement dit que la recombinaison soit négligeable. On doit avoir :

$$\alpha n_0^2 \ll q,$$

ou

$$N \gg \frac{1}{4\pi a l^2},$$

ce qui peut s'écrire, en mettant en évidence la masse d'eau condensée par centimètre cube, $m = \frac{4}{3}\pi N a^3$:

$$m \gg \frac{a^2}{3l^2}.$$

Par ailleurs, une troisième condition est que le rayon d'une gouttelette soit petit par rapport à la distance la plus probable de cette gouttelette à sa plus proche voisine :

$$a \ll (2\pi N)^{-1/3}.$$

Les conditions portant sur m s'écriront :

$$(24) \quad \frac{a^2}{3l^2} \ll m \ll 1.$$

Numériquement, pour $a = 5\mu$ par exemple, on trouve $\frac{a^2}{3l^2} = 10^{-8}$; m étant de l'ordre de 10^{-6} , les deuxième et troisième conditions sont bien remplies en général.

Remarquons enfin l'extraordinaire pouvoir absorbant de la matière finement divisée. Considérons par exemple un nuage pour lequel $a = 5\mu$ et $N = 1\,000$. Si $q = 10$, 10 ions de chaque signe sont absorbés en moyenne par seconde et par centimètre cube, et le nombre $\bar{n}_0$ d'ions présents à un instant donné est 47. Une surface plane égale à la surface totale des gouttelettes contenues dans 1 cm³, soit 0,00314 cm², placée dans une atmosphère où la densité ionique au loin serait 47, absorberait en moyenne 1 ion de chaque signe toutes les 18 minutes.

B. — CAS D'UN NUAGE FAIBLEMENT ÉLECTRISÉ

Supposons que par suite d'un phénomène quelconque la charge totale de l'unité de volume soit différente de zéro. Les densités ioniques $\bar{n}_1$ et $\bar{n}_2$ seront différentes, de même que les charges moyennes positive et négative des gouttelettes. Je suppose toujours que dans l'équation générale (1) le terme en $\text{grad } V$ est dû uniquement à la charge propre de la gouttelette au voisinage de laquelle on se place. Autrement dit, les calculs seront valables dans une région où le champ extérieur (dû aux charges autres que celles de la gouttelette) est nul, ou très faible. Fixons immédiatement les ordres de grandeur respectifs de la charge du nuage et des dimensions de cette région. Considérons par exemple un nuage sphérique pour lequel $N = 200$, et dont les gouttelettes portent en moyenne une charge de 5ε . Si au centre le champ est nul, à la distance R il vaudra $300 \frac{Q}{R^2} \text{ V/cm}$, avec $Q = \frac{4}{3}\pi R^3 \times 200 \times 5 \times 4,77 \cdot 10^{-10} \text{ U.E.S.}$ On trouve $E = 0,6 \cdot 10^{-3} R \text{ V/cm}$, R étant exprimé en centimètres. Ainsi à 20 mètres du centre le champ est de 1,2 V/cm. Il est de l'ordre du champ normal à la surface du sol. Nous verrons plus loin que les calculs sont alors valables. Ils deviendraient inexacts pour $R = 50 \text{ m}$ par exemple. Nous n'envisageons donc ici qu'une région très limitée du nuage.

Les équations (3) et (3 bis) doivent s'écrire maintenant :

$$\begin{aligned} n_1 &= \frac{\bar{n}_1}{e^{\bar{p}\eta} - 1} \left[e^{\bar{p}\eta \left(1 - \frac{1}{x}\right)} - 1 \right], \\ n_2 &= \frac{\bar{n}_2}{1 - e^{-\bar{p}\eta}} \left[1 - e^{-\bar{p}\eta \left(1 - \frac{1}{x}\right)} \right]. \end{aligned}$$

La gouttelette absorbe par seconde $\beta_p^1 \bar{n}_1$ ions positifs et $\beta_p^2 \bar{n}_2$ ions négatifs, β_p^1 et β_p^2 ayant toujours les expressions (5). Supposons d'abord que toutes les gouttelettes portent la charge moyenne $\bar{p}\varepsilon$ ($\bar{p}$ n'est plus nécessairement entier). Le bilan ionique dans 1 cm^3 donne alors :

$$q = \frac{4\pi DNa \bar{p}\eta \bar{n}_1}{e^{\bar{p}\eta} - 1} = \frac{4\pi DNa \bar{p}\eta \bar{n}_2}{1 - e^{-\bar{p}\eta}}.$$

On en tire :

$$(25) \quad \begin{cases} \bar{n}_1 = \bar{n}_0 \frac{e^{\bar{p}\eta} - 1}{\bar{p}\eta}, \\ \bar{n}_2 = \bar{n}_0 \frac{1 - e^{-\bar{p}\eta}}{\bar{p}\eta}. \end{cases}$$

Si $\bar{p}$ est de l'ordre de quelques unités, $\bar{p}\eta$ est petit et l'on a approximativement :

$$(26) \quad \begin{cases} \bar{n}_1 = \bar{n}_0 \left(1 + \frac{\bar{p}\eta}{2} \right), \\ \bar{n}_2 = \bar{n}_0 \left(1 - \frac{\bar{p}\eta}{2} \right). \end{cases}$$

Le nombre total de petits ions $\bar{n}_1 + \bar{n}_2$ reste le même que pour un nuage neutre. En première approximation, la conductibilité totale $\lambda_1 + \lambda_2$ n'est pas non plus changée.

Comparons maintenant les charges spatiales portées dans le nuage, par l'eau condensée d'une part, par l'air ambiant d'autre part. La première a pour valeur $N\bar{p}\epsilon$, la seconde est égale à $\bar{n}_1 - \bar{n}_2 = \bar{n}_0 \bar{p}\eta\epsilon$. Leur rapport $\frac{N}{\bar{n}_0\eta}$ est toujours considérable. Par exemple pour $N = 200$, $a = 10 \mu$, il est de 2 700. *Il est donc légitime d'admettre que la totalité de la charge d'un nuage est portée par les gouttelettes.* On pourra pratiquement mesurer la charge moyenne des gouttelettes en mesurant la charge totale d'un volume donné du nuage.

Examinons ce que devient la statistique des charges des gouttelettes. La relation (7) s'écrit maintenant :

$$\frac{pN_p \bar{n}_2}{1 - e^{-p\eta}} = \frac{(p-1)N_{p-1} \bar{n}_1}{e^{(p-1)\eta}}.$$

De la même manière qu'on en a déduit la relation (9), on peut en déduire :

$$N_p = \left(\frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2}\right)^p N_0 \frac{\text{sh} \frac{p\eta}{2}}{\frac{p\eta}{2}} e^{-\frac{p^2\eta}{2}}.$$

Mais d'après (25) :

$$\frac{\bar{n}_1}{\bar{n}_2} = e^{\bar{p}\eta}.$$

On voit alors facilement que N_p peut se mettre sous la forme :

$$(27) \quad N_p = N_0 \frac{\text{sh} \frac{p\eta}{2}}{\frac{p\eta}{2}} e^{\frac{\bar{p}^2\eta}{2}} e^{-\frac{(p-\bar{p})^2\eta}{2}}.$$

En toute rigueur, la courbe de répartition n'est plus symétrique par rapport à la valeur moyenne et elle est un peu plus étalée que dans le cas d'un nuage neutre. Mais $\bar{p}$ n'étant pas grand, on peut écrire avec une bonne approximation :

$$N_p = N_0 e^{-\frac{(p-\bar{p})^2\eta}{2}},$$

ou encore, en utilisant la relation approchée $\int_{-\infty}^{+\infty} N_p dp = N$:

$$N_p = N \sqrt{\frac{\eta}{2\pi}} e^{-\frac{(p-\bar{p})^2\eta}{2}}.$$

Il suffit donc pratiquement, pour trouver la nouvelle répartition, de décaler les courbes de la figure 1 d'une quantité égale à $\bar{p}$. Notons que se trouvent ainsi justifiées à posteriori les formules (25), dans l'établissement desquelles on a supposé que toutes les gouttelettes portaient la charge moyenne.

IV. CAS GÉNÉRAL

1. Il est évident que l'approximation de Smoluchowski ne résout pas mathématiquement le problème dont j'ai donné l'énoncé au début de cette étude. Pour montrer qu'il est nécessaire d'aller plus loin, je vais traiter le problème de l'influence d'un champ extérieur sur les densités ioniques en supposant, pour simplifier, le nuage électriquement neutre (on suppose donc que le champ extérieur n'a pas eu le temps de polariser le nuage).

Au voisinage d'une gouttelette dépourvue de charge, règne maintenant le champ dû aux charges extérieures au nuage (charges de la Terre et de l'atmosphère). Ce

champ, dans les couches basses, est de l'ordre de 100 V/m. A l'échelle d'une gouttelette, il est uniforme, à part la déformation due à l'induction électrostatique. Rappelons que la distribution d'électricité induite qui apparaît sur la surface de la gouttelette est répartie avec la densité

$$(29) \quad \sigma = -\frac{3E_0}{4\pi} \cos \theta \quad 0 \leq \theta \leq \pi;$$

le champ au loin dérivant du potentiel $E_0 z$ (on suppose le champ dirigé suivant la verticale descendante). En un point M de cote z à la distance $r = ax$

du centre, le champ résultant est $-\vec{\text{grad}} V$, avec :

$$V = E_0 z \left(1 - \frac{1}{x^3}\right).$$

Les lignes de force ont pour équation dans le plan méridien ξOz par exemple :

$$\xi^2 \left(1 + \frac{2}{x^3}\right) = C^{\text{te}}.$$

En particulier le tube de force qui admet le cercle équatorial comme arête de rebroussement (fig. 3) a pour équation :

$$(31) \quad (\xi^2 + \eta^2) \left(1 + \frac{2}{x^3}\right) = 3a^2.$$

Loin de la gouttelette, il est cylindrique et son rayon est $a\sqrt{3}$.

Il est facile de voir que l'influence du champ E_0 se marque seulement par un terme correctif, tant du moins que l'ordre de grandeur de 100 V/m est respecté. En effet comparons l'action des deux facteurs de disparition des ions : champ et diffusion, quand l'un agit seul. Si le champ est nul, l'approximation de Smoluchowski nous donne le résultat (14) $\bar{n}_0 = \frac{q}{4\pi DN a}$. Si la diffusion est nulle, les ions suivent les

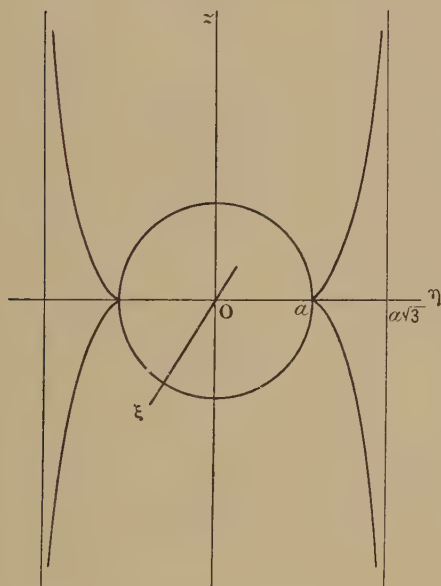


FIG. 3.

lignes de force. Pour qu'un ion soit capté, il faut qu'il ait été produit dans le tube de force d'équation (31), au-dessus de la gouttelette s'il est positif, au-dessous s'il est négatif. Les gouttelettes apparaissent donc comme de petits obstacles de surface efficace $3\pi a^2$ au milieu du courant ionique de vitesse $\vec{K E}$. Si n_E est la densité ionique cherchée, chaque gouttelette absorbe par seconde un nombre d'ions égal à $3\pi a^2 K E_0 n_E$. Le bilan ionique s'écrit alors :

$$q = 3\pi N \bar{a}^2 K E_0 n_E,$$

d'où

$$(32) \quad n_E = \frac{q}{3\pi N \bar{a}^2 K E_0};$$

le rapport $\frac{\bar{n}_0}{n_E}$ a pour valeur $\frac{3}{4} \frac{K E_0 \bar{a}^2}{D \bar{a}}$; je poserai :

$$\gamma = \frac{K E_0 a}{D} \quad (\text{nombre pur}).$$

Dans un nuage homogène, on aura : $\frac{\bar{n}_0}{n_E} = \frac{3}{4} \gamma$. γ est une quantité petite ; ainsi à 15°C pour $a = 5\mu$, on trouve $\gamma = 0,021$. L'action de la diffusion est donc beaucoup plus énergique que celle du champ. Cherchons le terme correctif, en faisant les calculs pour n_1 par exemple.

Quand dans l'équation (1) on substitue à V la valeur (30), on trouve, en prenant les variables $x = \frac{r}{a}$ et $u = \cos \theta$:

$$(33) \quad \frac{D_1}{x^2} \left[\frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial n_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} (1 - u^2) \frac{\partial n_1}{\partial u} \right] + K_1 E_0 a \left[u \left(1 + \frac{2}{x^3} \right) \frac{\partial n_1}{\partial x} + \frac{1}{x^2} \left(x - \frac{1}{x^2} \right) (1 - u^2) \frac{\partial n_1}{\partial u} \right] + q a^2 = 0.$$

L'approximation de Smoluchowski consistera à négliger l'effet de volume, marqué par le terme $q a^2 x^2$, et à chercher une solution $n_1(x, u)$ de l'équation :

$$(34) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial n_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} (1 - u^2) \frac{\partial n_1}{\partial u} + \gamma \left[u \left(1 + \frac{2}{x^3} \right) x^2 \frac{\partial n_1}{\partial x} + \left(x - \frac{1}{x^2} \right) (1 - u^2) \frac{\partial n_1}{\partial u} \right] = 0,$$

cette solution satisfaisant aux conditions aux limites :

$$n_1(1, u) = 0, \quad n_1(\infty, u) = n_\infty,$$

n_∞ désignant une limite indépendante de u . Mais il est impossible d'obtenir une telle solution ; c'est ce que je vais montrer par un raisonnement qui n'est peut-être pas mathématiquement impeccable.

γ étant une quantité petite, nous pouvons admettre que la solution cherchée possède un développement de la forme

$$(35) \quad n_1 = f_0(x, u) + \gamma f_1(x, u) + \gamma^2 f_2(x, u) + \dots$$

Nous admettons d'autre part que $n_1(x, u)$ est la limite, quand A devient ∞ , de la famille de fonctions n_1 qui s'annulent pour $x = 1$ et qui prennent une valeur constante n_∞ pour $x = A$. Pour une fonction de la famille on pourra assujettir les f aux conditions :

$$\begin{aligned} f_0(1, u) &= f_1(1, u) = f_2(1, u) = \dots = 0, \\ f_0(A, u) &= n_\infty, \\ f_1(A, u) &= f_2(A, u) = \dots = 0; \end{aligned}$$

f_0 est la fonction obtenue pour $\gamma = 0$. Elle a l'expression analogue à (4) :

$$f_0 = \frac{An_\infty}{A-1} \left(1 - \frac{1}{x}\right).$$

Si nous substituons dans (34) le développement (35) et annulons le coefficient du terme en γ , nous obtenons :

$$\frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial f_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left[(1-u^2) \frac{\partial f_1}{\partial u} \right] = - \frac{An_\infty}{A-1} u \left(1 + \frac{2}{x^3} \right).$$

Une intégrale particulière de l'équation avec second membre est

$$f_1 = \frac{1}{2} \frac{An_\infty}{A-1} u \left(1 - \frac{1}{x} \right).$$

L'intégrale générale de l'équation sans second membre est

$$C_1 x^n P_n(u) + C_2 x^{-(n+1)} P_n(u),$$

C_1 et C_2 étant des constantes arbitraires, n un entier positif, $P_n(u)$ le polynôme de Legendre d'ordre n . En prenant $C_1 = -C_2 = -\frac{1}{A}$ et $n = 1$ et en ajoutant à l'intégrale particulière, on trouve la solution cherchée :

$$f_1 = \frac{An_\infty}{A-1} \frac{u}{2} \left(1 - \frac{1}{x^3} \right) \left(1 - \frac{x}{A} \right).$$

La limite de f_1 quand A devient infini n'est pas une fonction tendant vers 0 quand x devient infini. Quand on calcule f_2 , on voit que sa limite est une fonction qui ne reste même pas finie quand x devient infini ⁽⁸⁾. Il est donc nécessaire d'établir une équation plus rigoureuse que l'équation (34).

2. Équations générales.

J'appellerai configuration du nuage la figure formée par les gouttelettes dans une position déterminée. Quand on passe d'une configuration à une autre, les distances

⁽⁸⁾ J'ai tenté de calculer la correction due au champ en choisissant convenablement A . Cela m'a mené à des résultats qualitativement corrects, mais à une sous-estimation du terme correctif.

relatives des gouttelettes varient. Dans une configuration donnée, n_1 et n_2 sont des fonctions très compliquées, satisfaisant aux équations :

$$(1) \quad \begin{cases} D_1 \Delta n_1 + K_1 \overrightarrow{\text{grad}} n_1 \overrightarrow{\text{grad}} V + q = 0 \\ D_2 \Delta n_2 - K_2 \overrightarrow{\text{grad}} n_2 \overrightarrow{\text{grad}} V + q = 0 \end{cases}$$

et s'annulant sur la surface des gouttelettes. Considérons une gouttelette déterminée, à laquelle nous attachons invariablement le trièdre de référence, et envisageons toutes les configurations qui la laissent fixe. Chaque fonction n_1 (ou n_2) relative à l'une de ces configurations doit s'annuler sur la surface de la gouttelette. Par suite, la moyenne n_{1m} (ou n_{2m}) des fonctions n_1 (ou n_2) s'annule aussi. D'autre part à une grande distance de la gouttelette il est clair que cette moyenne est la constante $\bar{n}_1$ (ou $\bar{n}_2$) que nous cherchons. Cela résulte de ce que la moyenne des expressions $\frac{1}{\tau} \int_V n_1 d\tau$ est $\frac{1}{\tau} \int_V (\text{moyenne de } n_1) d\tau$.

Cherchons maintenant à quelle équation satisfait la fonction n_{1m} par exemple. Considérons pour cela une sphère conductrice de grand rayon placée dans le nuage. Quand on parle de la densité n des ions autour de cette sphère, c'est en réalité de la valeur moyenne de cette densité dans un volume élémentaire $d\tau$, petit devant la sphère, mais contenant un grand nombre $Nd\tau$ de gouttelettes, qu'il s'agit. Si l'on suppose, pour simplifier, toutes les gouttelettes identiques et caractérisées par un coefficient de recombinaison unique β , il faut tenir compte, dans le bilan ionique de $d\tau$, du terme $\beta N n d\tau$, qui représente la captation des ions par les gouttelettes. L'équation à laquelle satisfait n s'écrit :

$$(35) \quad D \Delta n + K \overrightarrow{\text{grad}} n \overrightarrow{\text{grad}} V + q - \beta N n = 0.$$

Mais d'après ce qui a été dit précédemment n_{1m} coïncide avec n dans le cas particulier envisagé ; n_{1m} satisfait donc à l'équation (35). Or, la définition de n_{1m} est légitime quel que soit le rayon de la sphère, et la forme de l'équation à laquelle satisfait n_{1m} ne dépend pas de ce rayon, qui intervient seulement dans les conditions aux limites. Rien n'empêche donc d'appliquer l'équation (35) quand la sphère se réduit à la gouttelette considérée.

En conclusion, nous aurons à trouver les fonctions n_{1m} et n_{2m} satisfaisant aux équations :

$$(36) \quad \begin{cases} D_1 \Delta n_{1m} + K_1 \overrightarrow{\text{grad}} n_{1m} \overrightarrow{\text{grad}} V + q - \beta_1 N n_{1m} = 0, \\ D_2 \Delta n_{2m} - K_2 \overrightarrow{\text{grad}} n_{2m} \overrightarrow{\text{grad}} V + q - \beta_2 N n_{2m} = 0. \end{cases}$$

Elles devront s'annuler sur la surface de la gouttelette et tendre vers $\frac{q}{\beta_1 N}$ ou $\frac{q}{\beta_2 N}$ quand on s'éloignera indéfiniment de la gouttelette. Les coefficients β_1 et β_2 se détermineront d'autre part en faisant le bilan ionique dans un volume de nuage contenant un grand nombre de gouttelettes.

3. Cas d'un nuage neutre en l'absence de champ extérieur.

Voyons la correction à apporter à l'approximation de Smoluchowski. Pour ne pas alourdir les notations, supprimons les indices. Nous devons substituer à l'équation (2), où l'on fait $p = 0$, l'équation :

$$(37) \quad D \Delta n + q - \beta N n = 0.$$

Il est clair que n n'est encore fonction que de $r = ax$. On a donc :

$$D \frac{d}{dx} \left(x^2 \frac{dn}{dx} \right) + (q - \beta N n) a^2 x^2 = 0.$$

Posons $\lambda = a \sqrt{\frac{\beta N}{D}}$ et prenons pour fonction inconnue la fonction y définie par

$$n = \frac{q}{\beta} + \frac{y}{x},$$

il vient :

$$y'' - \lambda^2 y = 0.$$

$\frac{y}{x}$ devant s'annuler à l'infini, on doit choisir $y = C e^{-\lambda x}$. On en déduit pour n l'expression :

$$n = \frac{q}{\beta N} \left[1 - \frac{1}{x} e^{\lambda(1-x)} \right].$$

La quantité d'ions absorbés par la gouttelette est :

$$4\pi D a \left(\frac{dn}{dx} \right)_{x=1} = 4\pi D a (1 + \lambda) \frac{q}{\beta N}.$$

Toutes les gouttelettes étant supposées identiques, le bilan ionique dans 1 cm³ s'écrit :

$$q = \frac{4\pi D a q}{\beta} (1 + \lambda).$$

En repassant de λ à β et en résolvant, on trouve :

$$\beta = 4\pi D a \left[1 + \frac{3}{2} \pi N a^3 + \sqrt{4\pi N a^3 (1 + \pi N a^3)} \right].$$

Mettons en évidence la masse m d'eau condensée par centimètre cube. Il vient :

$$\beta = 4\pi D a \left[1 + \frac{9m}{8} + \sqrt{3m \left(1 + \frac{3m}{4} \right)} \right].$$

m étant toujours très petit, on pourra écrire :

$$\beta = 4\pi D a (1 + \sqrt{3m}).$$

Numériquement m étant de l'ordre de 10^{-6} , la correction n'est que de 1,7 pour 1 000. Elle est tout à fait négligeable et l'approximation de Smoluchowski est parfaitement justifiée dans ce cas.

4. Cas d'un nuage neutre en présence d'un champ extérieur.

L'équation à laquelle satisfait la densité positive n_1 par exemple s'écrit, d'après (36) :

$$(39) \quad \frac{\partial}{\partial x} \left(x^2 \frac{\partial n_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left[(1 - u^2) \frac{\partial n_1}{\partial u} \right] + \gamma \left[u \left(1 + \frac{2}{x^3} \right) x^2 \frac{\partial n_1}{\partial x} + \left(x - \frac{1}{x^2} \right) (1 - u^2) \frac{\partial n_1}{\partial u} \right] + \frac{a^2}{D} (q - \beta N n_1) x^2 = 0.$$

Prenons pour fonction inconnue la fonction y définie par l'équation :

$$n_1 = \frac{q}{\beta N} + \frac{e^{-\lambda x}}{x} y.$$

Quand γ est nul (approximation d'ordre zéro), on a simplement : $y_0 = -\frac{q}{\beta N} e^\lambda$.

L'équation à laquelle satisfait y s'écrit :

$$(40) \quad x^2 \left(\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} - 2\lambda \frac{\partial y}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left[(1 - u^2) \frac{\partial y}{\partial u} \right] + \gamma \left[u \left(x + \frac{2}{x^2} \right) \left(-\lambda x y - y + x \frac{\partial y}{\partial x} \right) + \left(x - \frac{1}{x^2} \right) (1 - u^2) \frac{\partial y}{\partial u} \right] = 0.$$

On a d'autre part les conditions aux limites $y(1, u) = -\frac{q e^\lambda}{\beta N}$ et $\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{e^{-\lambda x}}{x} y = 0$. Comme pour l'équation (34), nous cherchons pour y un développement de la forme :

$$(41) \quad y = y_0 + \gamma y_1(x, u) + \gamma^2 y_2(x, u) + \dots$$

En substituant dans (40) et en annulant le coefficient de γ , on trouve (approximation d'ordre 1) :

$$x^2 \left(\frac{\partial^2 y_1}{\partial x^2} - 2\lambda \frac{\partial y_1}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left[(1 - u^2) \frac{\partial y_1}{\partial u} \right] = -\frac{q e^\lambda}{\beta N} \gamma \left(x + \frac{2}{x^2} \right) (1 + \lambda x).$$

Essayons une solution de la forme $y_1 = u g_1(x)$: g_1 vérifiera l'équation :

$$x^2 (g_1'' - 2\lambda g_1') - 2g_1 = -\frac{q}{\beta N} e^\lambda \gamma \left(x + \frac{2}{x^2} \right) (1 + \lambda x).$$

On trouve aisément l'intégrale particulière :

$$g_1 = \frac{q e^\lambda}{2 \beta N} \gamma \left(x - \frac{1}{x^2} \right),$$

qui s'annule pour $x = 1$. On a d'autre part $\lim_{x \rightarrow \infty} \frac{e^{-\lambda x}}{x} y_1 = 0$. Nous avons donc bien trouvé l'approximation d'ordre 1 :

$$n = \frac{q}{\beta N} - \frac{q}{\beta N} \frac{e^{\lambda(1-x)}}{x} \left[1 - \frac{\gamma u}{2} \left(x - \frac{1}{x^2} \right) + \dots \right].$$

β se détermine en écrivant que la quantité d'ions absorbés par la gouttelette est égale à $\frac{q}{N}$:

$$(42) \quad \frac{q}{N} = \int_{-1}^{+1} 2\pi Da \left(\frac{\partial n}{\partial x} \right)_{x=1} du.$$

Le terme correctif du premier ordre étant de la forme $u f(x)$ n'apporte aucune contribution et il faut aller plus loin. La fonction approchée d'ordre 2, obtenue en annulant le coefficient du terme en γ^2 , satisfait à l'équation :

$$(43) \quad x^2 \left(\frac{\partial^2 y_2}{\partial x^2} - 2\lambda \frac{\partial y_2}{\partial x} \right) + \frac{\partial}{\partial u} \left[(1 - u^2) \frac{\partial y_2}{\partial u} \right] = - \frac{qe^\lambda}{2\beta N} \gamma^2 [-u^2(x + 2x^{-2})(\lambda x^2 - \lambda x^{-1} - 3x^{-2}) + (1 - u^2)(x^2 - 2x^{-1} + x^{-4})].$$

Suivant un procédé qui peut se généraliser pour l'approximation d'ordre quelconque, nous cherchons une solution de la forme :

$$y_2 = P_2(u)h_2(x) + g_2(x).$$

$P_2(u) = \frac{3}{2}u^2 - \frac{1}{2}$ désignant le second polynôme de Legendre. Le second membre de (43) peut se mettre sous la forme $P_2(u)f_1(x) + f_2(x)$ et h_2 et g_2 seront obtenus par identification. D'ailleurs, pour trouver β il suffit de calculer g_2 , puisque $\int_{-1}^{+1} P_2(u)du = 0$, g_2 sera donné par l'équation :

$$g''_2 - 2\lambda g'_2 = - \frac{qe^\lambda \gamma^2}{\beta N} \frac{1}{6} [-\lambda x + 2 - \lambda x^{-2} - x^{-3} + 2\lambda x^{-5} + 8x^{-6}].$$

La solution satisfaisant à toutes les conditions a pour expression :

$$g_2 = - \frac{qe^\lambda \gamma^2}{6\beta N} \left[\frac{x^2}{4} - \frac{3x}{4\lambda} + 4\lambda \left(\frac{\lambda^3}{5} + 1 \right) \text{Log } x - \left(\frac{\lambda^3}{5} + \frac{1}{2} \right) x^{-1} + \frac{\lambda^2}{10} x^{-2} - \frac{\lambda}{10} x^{-3} + \frac{2}{5} x^{-4} + 2\lambda \left(\frac{\lambda^3}{5} + 1 \right) e^{2\lambda x} \int_x^\infty \frac{e^{-2\lambda x}}{x} dx + C \right],$$

C étant la constante déterminée par l'équation $g_2(1) = 0$.

L'équation (42) devient, quand on tient compte de l'approximation d'ordre 2 :

$$\frac{q}{N} = \frac{4\pi Da q}{\beta N} \left[1 + \lambda - \frac{\gamma^2}{6} g'_2(1) \right].$$

Finalement β est donné par la relation :

$$\beta = 4\pi Da \left[1 + \lambda - \frac{\gamma^2}{6} \left(-\frac{3}{4}\lambda^{-1} - \frac{3}{5} - \frac{17\lambda}{10} - \frac{\lambda^2}{5} + \frac{\lambda^3}{5} - \frac{2\lambda^4}{5} - 4\lambda^2 \left(\frac{\lambda^3}{5} + 1 \right) e^{2\lambda} \int_1^\infty \frac{e^{-2\lambda x}}{x} dx \right) \right].$$

λ étant très petit, on pourra écrire avec une approximation suffisante :

$$\beta = 4\pi Da \left(1 + \frac{\gamma^2}{8\lambda} \right).$$

D'après l'approximation d'ordre 0, $\lambda = \sqrt{3m}$. On a donc approximativement :

$$\beta = 4\pi Da \left(1 + \frac{\gamma^2}{8\sqrt{3m}} \right)$$

et le nombre d'ions qui subsistent à l'équilibre est donné par la relation :

$$n = \bar{n}_0 \left(1 - \frac{\gamma^2}{8\sqrt{3m}} \right).$$

En résumé, l'absorption est augmentée en présence d'un champ extérieur. C'est une fonction paire du champ, ce qui était évident à priori, puisque les densités ioniques de chaque signe doivent subir la même diminution. L'influence du champ est d'autant plus marquée que le nuage est plus dilué.

Prenons un exemple numérique :

$$N = 500, \quad a = 8\mu, \quad E_0 = 100 \text{ V/m};$$

on trouve :

$$\frac{\gamma^2}{8\sqrt{3m}} = 0,09.$$

La correction est très appréciable.

NOTATIONS

L'indice 1 caractérise les ions positifs, l'indice 2 les ions négatifs. Les valeurs moyennes s'indiquent en surlignant les valeurs en un point.

a	rayon d'une gouttelette.
N	nombre de gouttelettes par centimètre cube.
m	masse d'eau condensée par centimètre cube.
q	intensité d'ionisation mesurée en paires d'ions produites par centimètre cube et par seconde.
K_1, K_2	mobilités des ions.
D_1, D_2	coefficients de diffusion des ions.
n_1, n_2	densités ioniques en un point.
ε	charge élémentaire.
k	constante de Boltzmann.
T	température absolue.
p	nombre des charges élémentaires portées par une gouttelette.
n_0	densité ionique moyenne à l'équilibre dans un nuage neutre.
x	distance au centre d'une gouttelette évaluée en prenant le rayon pour unité.
η	paramètre caractéristique égal à $\frac{\varepsilon K}{Da}$.
α	coefficient de recombinaison des ions entre eux.
β_p^1, β_p^2	coefficients de recombinaison des ions et des gouttelettes de charge $p\varepsilon$.
λ_1, λ_2	conductibilités dues aux ions.
λ'_1, λ'_2	conductibilités dues aux gouttelettes.
Kg	mobilité d'une gouttelette de charge $p\varepsilon$.
θ	durée de vie d'un ion.
l	paramètre ayant les dimensions d'une longueur et égal à $\left(\frac{D_2}{\alpha q}\right)^{\frac{1}{4}}$.
E_0	champ électrique général régnant dans le nuage.
γ	paramètre sans dimensions égal à $\frac{KE_0 a}{D}$.
λ	paramètre sans dimensions égal à $a\sqrt{\frac{\beta N}{D}}$.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] H. MARKGRAF, *Met. Zeit.*, **41**, p. 165 (1924).
- [2] E. MATHIAS et G. GRENET, 64^e Congrès des Sociétés savantes, XXI, p. 220.
- [3] WIGAND, *Physikalische Zeit.*, **27** (1926), p. 803.
- [4] BRICARD, *C. R.*, **214** (1942), p. 439.
- [5] SCHWEIDLER, *Handbuch der Physik*.
- [6] SMOLUCHOWSKI *Zeit. für Phys. Chemie*, **42** (1917), p. 129.

DEUXIÈME PARTIE

Étude expérimentale

SOMMAIRE. — *Il s'agit de vérifier expérimentalement une théorie de la conductibilité dans les nuages non orageux, développée précédemment. On s'assure d'abord que les nuages étudiés portent une charge négligeable, ce qui amène à faire la critique des mesures antérieures de Wigand. Ensuite le matériel nécessaire pour la détermination des caractéristiques physiques et électriques du nuage est décrit. Puis on indique les résultats des mesures. L'accord entre les valeurs prévues et les valeurs trouvées est suffisant pour donner une base expérimentale solide à la théorie.*

INTRODUCTION. CARACTÉRISTIQUES DU PUY DE DÔME

1. La théorie précédemment exposée [1] a permis d'établir une relation entre la conductibilité totale Λ , somme des conductibilités positive λ_1 et négative λ_2 à l'intérieur d'un nuage, et les grandeurs suivantes :

$\bar{a}$, rayon moyen des gouttelettes.

N , nombre de gouttelettes par unité de volume.

q , intensité d'ionisation mesurée en paires d'ions produites par unité de volume dans l'unité de temps.

ε , charge élémentaire.

K , mobilité des ions.

D , coefficient de diffusion des ions.

En employant les unités c.g.s. mécaniques et électrostatiques, la relation s'écrit :

$$\Lambda = \lambda_1 + \lambda_2 = \frac{q\varepsilon K}{2\pi N\bar{a}D}.$$

Pour ε on a la valeur $\varepsilon = 4,77 \cdot 10^{-10}$ U.E.S.C.G.S. En ce qui concerne K et D , j'adopterai les valeurs qui figurent dans les Tables de Constantes [2]. T étant la température absolue, on peut écrire :

$$\frac{K}{D} = 1,28 \cdot 10^{-4} \frac{288}{T} \text{ u.e.s.c.g.s.}$$

Finalement, on aura à vérifier la relation :

$$(1) \quad \Lambda = \lambda_1 + \lambda_2 = 2,80 \cdot 10^{-4} \frac{q}{N\bar{a}I}.$$

Outre la mesure de T que je cite pour mémoire, il y aura lieu de déterminer simultanément les cinq grandeurs $\bar{a}$, N , λ_1 , λ_2 et q .

Certaines hypothèses ont été faites dans l'établissement de la relation (1) : le nuage a été supposé homogène et peu électrisé. Le champ électrique qui y règne ne doit pas être trop élevé. Une étude préliminaire est nécessaire pour établir dans quelle mesure ces hypothèses sont vérifiées.

Disons dès maintenant que toutes les grandeurs qui figurent dans la relation (1) sont variables, et parfois très rapidement, dans l'espace et dans le temps. Aucune d'elles, si ce n'est la grandeur accessoire T , n'est mesurable instantanément. De plus il est évidemment impossible à l'expérimentateur isolé de faire toutes les mesures simultanément. D'ailleurs la conductibilité en un point précis de l'espace est fonction de l'état du nuage dans une région assez étendue : en effet les ions qui causent la conductibilité, ayant une durée de vie de l'ordre de 10 secondes, peuvent provenir, si le vent est assez violent, de points éloignés d'une centaine de mètres. Dans un nuage à propriétés rapidement variables, des mesures même instantanées et simultanées ne seraient donc pas parfaites. D'autre part nous allons voir que les conditions météorologiques difficiles dans lesquelles doivent se poursuivre les recherches obligent à abriter le plus possible les instruments, à rechercher avant tout la solidité pour ceux qui doivent fonctionner à l'extérieur, enfin à simplifier et à réduire au minimum les manipulations nécessaires. On atteint finalement des valeurs moyennes dans des temps ni trop courts ni trop longs ; je préciserai comment à propos de chaque appareil.

2. Les expériences ont été effectuées au sommet du Puy de Dôme (1460 m), montagne qui forme un cône nettement détaché dans le relief de la région avoisinante ; les autres sommets de la chaîne des Puys ne dépassent guère 1 200 m, et le plateau environnant est à 900 m d'altitude. Par suite de cette situation et de son altitude, le Sommet se trouve fréquemment plongé dans un nuage appartenant à l'une des catégories de nuages bas : Cumulus, Stratus, Strato-Cumulus. Si un « corps » de perturbations ou une « traîne » assez fournie passe sur la région, le nuage fait partie d'un système étendu et peut persister plusieurs jours. Le vent est généralement violent ; des rafales dépassent parfois 50 mètres par seconde. La température est rarement inférieure à -15°C l'hiver et supérieure à $+15^\circ \text{C}$ l'été. On observe aussi assez souvent des nuages locaux de relief : « la coiffe » ou « le chapeau » du Puy de Dôme, dus par exemple à la convection dynamique. Ils sont moins durables que les nuages des corps. Ils peuvent se former et disparaître alternativement pendant quelques heures. On a alors au Sommet ce qu'on appelle des « passages de brouillard » ; ils marquent sou-

vent le début ou la fin d'une période de mauvais temps. Ce sont évidemment les nuages de la première espèce qui sont les plus favorables pour la présente recherche.

Le laboratoire situé au rez-de-chaussée dans le bâtiment principal de l'Observatoire est pourvu d'une fenêtre donnant, face au Sud, sur une terrasse d'une dizaine de mètres de largeur. C'est sur cette terrasse que seront disposés les appareils extérieurs. Elle est protégée contre les vents d'Ouest par une avancée du bâtiment.

3. Un certain nombre de mesures concernant l'électricité atmosphérique ont déjà été effectuées au Sommet du Puy de Dôme. Elles permettent de fixer les principales caractéristiques locales. Les valeurs du champ électrique, naturellement très variables suivant l'endroit, sont de l'ordre de 150 V/m, soit plus du double de la valeur mesurée à la Station de la Plaine, près de Clermont-Ferrand. Il faut voir là évidemment un effet de relief. E. Mathias et Ch. Jacquet [3], opérant pendant l'été 1928, signalent une légère augmentation du champ les jours de brouillard. Mais des mesures effectuées d'Août 1930 à Octobre 1931 par E. Mathias et G. Grenet [4] ne confirment pas cet effet ; les auteurs concluent que « l'influence du brouillard, si elle existe, est très faible, surtout en hiver ». Enfin J. Coulomb [5] a réalisé une installation qui, pouvant fonctionner malgré les intempéries, lui a permis d'obtenir notamment un enregistrement par brouillard et givre pendant une journée complète ; sa conclusion est également qu'il ne se passe rien d'extraordinaire. Ces faits d'expériences constituent déjà une preuve très forte et presque directe que la charge spatiale normale de l'air et celle du nuage sont du même ordre de grandeur. En effet le champ électrique est, parmi les caractéristiques de l'atmosphère, une des plus sensibles qui soit et une charge du nuage, même faible, devrait avoir sur lui des répercussions notables.

En ce qui concerne les conductibilités, les mesures de E. Mathias et G. Grenet [6] déjà citées donnent par beau temps une valeur moyenne de $1,52 \cdot 10^{-4}$ u.e.s.c.g.s. pour λ_1 et $1,35 \cdot 10^{-4}$ pour λ_2 . Ce sont des valeurs comparables à celles obtenues dans une station de plaine, éloignée d'un centre urbain. Par contre, le brouillard a l'influence considérable qui fait l'objet de la présente étude.

Dans une série de mesures de l'intensité de la radiation pénétrante tellurique en Auvergne par J. Bricard et J. Jung [7], on trouve que la production d'ions due à cette cause était, au Puy de Dôme au pied de la Tour, de $q = 19$, valeur qui semble élevée. H. Garrigue [8] a trouvé pour la même grandeur, la correction de pression ayant été effectuée et le rayonnement cosmique déduit, $q = 10,1$ dans le laboratoire et $q = 8,4$ à l'extérieur. Ce sont des valeurs nettement supérieures à la moyenne admise pour l'ensemble de la Terre.

De l'ensemble de ces travaux se dégage la conclusion qu'à part une intensité d'ionisation assez élevée, la Station du Puy de Dôme ne présente pas de différence essentielle avec une autre station.

La CHARGE DES NUAGES NON ORAGEUX

4. Nous allons examiner maintenant avec soin si, comme le laissent prévoir les mesures de champ, les nuages du Puy de Dôme sont assez peu chargés pour que la relation (1) s'applique. Les mémoires et ouvrages qui traitent de la question de la charge des nuages non orageux donnent des indications assez contradictoires et surprenantes. Ils se réfèrent presque exclusivement à un travail expérimental de Wigand [9], qui, à vrai dire, n'opérait pas sur des nuages, mais sur des brouillards de plaine, à Halle. Les charges moyennes par gouttelettes indiquées par cet auteur vont jusqu'à 2 000 ε. Il ne peut s'agir à priori que de régions très limitées du brouillard, car, en comptant 100 gouttelettes par centimètre cube, ce qui est modeste, on trouve une charge spatiale de 95,4 u.e.s. /m³, ordre de grandeur généralement admis pour un nuage d'orage. Il y a évidemment des différences de propriétés entre brouillards et nuages non orageux, mais, semble-t-il, s'il existe des charges locales importantes dans les premiers, il est possible qu'il y en ait aussi dans les seconds. Il n'est donc pas déplacé ici de faire la critique des mesures de Wigand, d'autant plus que leur principe est en désaccord avec le présent travail.

Dans les considérations générales par lesquelles Wigand prépare le lecteur aux résultats qu'il va lui soumettre, se trouve notamment l'argument suivant : les valeurs de la conductibilité dans le brouillard, mesurées par Markgraf [10] à Potsdam, s'expliquent en admettant que les gouttelettes sont les seuls centres chargés présents et que leur charge vaut quelques milliers de charges élémentaires. Encore faut-il, pour ne pas trouver des ordres de grandeur inadmissibles, s'en tenir aux plus faibles conductibilités mesurées, soit 0,1 et 0,2.10⁻⁵. La même erreur, consistant à négliger complètement les petits ions présents dans le brouillard, se retrouve dans le dispositif de mesure de la charge moyenne d'une gouttelette. Il consiste en un condensateur à plateaux circulaires placés horizontalement à 15 mm de distance. Le plateau supérieur est maintenu au potentiel de 480 volts. Le plateau inférieur est mis initialement à la terre, puis isolé ; on mesure son potentiel au bout de quelques minutes. On pèse alors l'eau qui s'est déposée sur lui : il suffit, pour connaître le nombre de gouttelettes qui ont donné cette eau, de faire par ailleurs une mesure du diamètre moyen d'une gouttelette, par la méthode des couronnes optiques. Connaissant la capacité du système, on calcule d'autre part la charge qu'il a collectée et, *en attribuant cette charge aux seules gouttelettes*, on parvient à la charge moyenne.

La force du vent et les distances de visibilité lors de ces mesures sont indiquées dans un deuxième mémoire [11]. En gros, la charge moyenne trouvée est d'autant plus grande que la visibilité est elle-même plus grande. C'est pour les brouillards les plus dilués (visibilité allant jusqu'à 500 m) que Wigand trouve les charges extrêmes, de l'ordre de 2 000 ε. Dans ces brouillards il doit subsister en quantité appréciable des

petits ions. Supposons qu'il y en ait 100 de chaque signe par centimètre cube ; le vent étant de 1 m/sec., on trouve que le plateau inférieur collecte par seconde 4.10^2 charges élémentaires. La durée d'une mesure n'étant pas indiquée, on ne peut évaluer complètement cette cause d'erreur ⁽¹⁾. Beaucoup de résultats de Wigand semblent néanmoins pouvoir s'expliquer ainsi. Il subsiste par contre un certain nombre de faits surprenants, à savoir par exemple que la différence de potentiel entre les plateaux augmente parfois, au lieu de diminuer. De toute façon, il serait nécessaire de reprendre ces expériences sur les brouillards avec un dispositif non critiquable.

5. Pour donner une preuve directe de la faiblesse de la charge des nuages du Puy de Dôme, j'ai utilisé un dispositif analogue à celui qui sert à mesurer la charge d'espace de l'air. Il consiste (voir fig. 1) en une enveloppe extérieure formant écran électrosta-

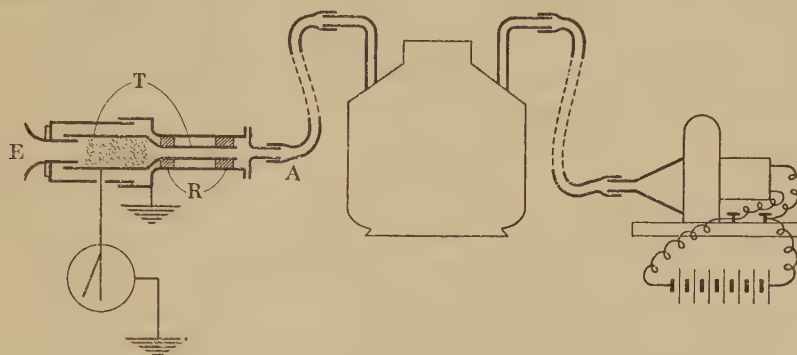


FIG. 1. — Dispositif de mesure de la charge moyenne des gouttelettes.
De gauche à droite : le dispositif de captation, le compteur, le ventilateur.

tique, et un tube intérieur T maintenu par deux rondelles d'ambre R. Ce tube comprend deux parties d'inégal diamètre. Dans la partie antérieure on peut introduire, en dévissant l'embouchure E, un tampon métallique formé de fines lamelles d'aluminium entrelacées. C'est ce tampon qui collecte les charges. Une borne isolée le relie à l'électromètre. Le dispositif d'aspiration comporte un tuyau, qui vient s'adapter à l'extrémité A ; un compteur à gaz ordinaire, pour la mesure du débit ; enfin un ventilateur de gazogène, alimenté sur accumulateurs de 12 volts, et fonctionnant à l'inverse de la normale. Le débit est d'environ 15 litres à la minute. La capacité électrostatique du tube T est de 5,6 cm.

Un premier essai, effectué avec un électromètre peu sensible (bifilaire de Wulf), donna des résultats négatifs. C'était là une première indication, que la charge des nuages ne devait pas dépasser 10ϵ par gouttelette. Il fut donc nécessaire de recourir à un électromètre sensible : d'abord un électromètre à quadrants, d'emploi assez

⁽¹⁾ Un écran à la terre protégeant le plateau isolé collecteur de charge peut capter aussi des petits ions et diminuer l'erreur, mais ses dimensions (non précisées) semblent insuffisantes pour qu'il puisse jouer un grand rôle.

incommoder, puis un électromètre de Lindemann ⁽²⁾. Avec le premier une tige de connexion était nécessaire et la capacité était de 28,1 cm. La sensibilité était de $3,10^{-3}$ volts par division d'une échelle placée à 1 mètre. Avec le second la sensibilité était moindre, de $16,6 \cdot 10^{-3}$ volts par division, mais on pouvait mettre l'électromètre immédiatement au-dessous de la prise et la capacité était réduite à 6,9 cm.

Pour les mesures, l'embouchure E fut d'abord simplement passée dans une ouverture pratiquée dans la fenêtre du laboratoire. On pouvait faire à cette disposition la critique que la captation du brouillard se faisait mal, par suite des remous au contact du bâtiment. Aussi ai-je ultérieurement rassemblé la prise de brouillard et l'électromètre dans une sorte de caisse, qui a été placée pour les mesures sur la terrasse extérieure. L'embouchure E et le tuyau d'aspiration A dépassent de la caisse, ainsi que le viseur de l'électromètre. Une lampe de 25 watts éclaire la graduation de ce dernier et chauffe l'intérieur de la caisse, ce qui est essentiel pour préserver les isolants. Les résultats ne furent pas différents, que la captation du brouillard ait été faite à la fenêtre ou sur la terrasse. Voici quelques chiffres :

DATE	CAPACITÉ EN CENTIMÈTRES	AUGMENTATION DE POTENTIEL POUR 100 l EN VOLTS	CHARGE SPATIALE U. E. S./m ³
—	—	—	—
30 mars	28,1	négligeable	négligeable
20 avril	—	0,122	+ 0,11
20 avril	—	0,075	+ 0,063
21 avril	—	0,070	+ 0,059
22 mai	6,9	— 0,175	— 0,042
30 mai	—	— 0,140	— 0,032

La mesure du 21 avril a été exécutée par beau temps. La charge spatiale maximum trouvée le 20 avril correspond à $230 \text{ } \epsilon/\text{cm}^3$. La charge moyenne d'une gouttelette de nuage est donc au plus de quelques ϵ . Dans le cadre d'une recherche sur les conductibilités, ce phénomène se présente comme un phénomène secondaire. Aussi n'en ai-je pas poursuivi l'étude systématique. Il suffit de savoir que la relation fondamentale (1) n'est pas en danger du fait d'une charge élevée des nuages.

6. L'étude théorique a montré qu'un champ même assez faible, de 100 V/m par exemple, avait une action non négligeable sur la conductibilité. Il est très difficile, sinon impossible, d'en tenir compte dans les conditions expérimentales où j'ai opéré. En effet, le Sommet du Puy de Dôme étant très accidenté, le champ ne peut être défini qu'à un instant donné, en un point donné. Sur la terrasse, au pied du bâtiment, il est, sinon nul, du moins très faible. Mais nous avons déjà vu que les masses de nuages

(2) Aimablement prêté par M. Jean Coulomb, Directeur de l'Institut de Physique du Globe de Paris.

sur lesquelles s'effectuent les mesures proviennent d'une région assez étendue. Il est impossible de savoir par exemple à quels champs a été soumis depuis sa naissance un ion qui pénètre dans le Gerdien et de faire sérieusement une correction appropriée. Je négligerai donc cet effet, sans chercher à dissimuler qu'il peut jouer un certain rôle. On peut dire qualitativement que la conductibilité observée doit être inférieure à celle qui est prévue par la formule (1).

Ayant effectué cette étude préliminaire, nous allons passer en revue les méthodes et instruments nécessaires pour la vérification de la théorie.

MESURE DU DIAMÈTRE DES GOUTTELETTES

7. La détermination des caractéristiques physiques d'un nuage : statistique des diamètres des gouttelettes, eau condensée par centimètre cube, nombre de gouttelettes par centimètre cube, a fait l'objet d'un certain nombre de travaux d'E. Brun et M. Pauthenier [12] et de J. Bricard [13]. En ce qui concerne les dimensions des gouttelettes, la méthode jugée la plus sûre est la méthode microphotographique. La « préparation » se fait en recueillant dans l'huile un certain nombre de gouttelettes et en étalant cette huile sur une lame de verre qu'on examine au microscope et photographie. Pour que la méthode soit commode, il faut qu'il y ait sur chaque cliché un nombre suffisant de gouttelettes. Pour qu'elle soit correcte, il faut que le prélèvement dans le nuage n'avantage ni les gouttelettes les plus grosses ni les plus petites. Ce dernier point est particulièrement important, puisque N sera déterminé à partir de l'eau condensée par centimètre cube, connaissant le volume moyen d'une gouttelette. Une erreur systématique sur le diamètre entraînerait par suite une erreur triple sur N .

Jusqu'ici, deux procédés de prélèvements ont été utilisés. L'un, qu'on peut appeler captation mécanique, consiste simplement à déplacer rapidement dans le brouillard une lame huilée ; le déplacement peut être obtenu par l'observateur, ou résulter du vent si ce dernier est suffisant. Dans le volume entourant la lame, les filets d'air sont fortement courbés et les gouttelettes, grâce à leur inertie, peuvent les quitter pour aller s'immerger dans l'huile. L'objection à ce procédé est qu'il semble d'autant plus efficace que les gouttelettes sont plus grosses. Le second procédé, que l'on peut appeler captation électrostatique, consiste à précipiter dans l'huile, par un champ électrique intense, les gouttelettes chargées d'autre part par effet couronne. Cet effet est utilisé pour le dépoussiérage des gaz ; il s'agit là d'une action très énergique et il semble bien que les gouttelettes grosses ou petites doivent être également captées ⁽³⁾. Le second procédé

⁽³⁾ Dans le cadre d'une recherche exécutée à la demande du Groupement de Recherches Aéronautiques, j'ai pu vérifier l'énergie du procédé en exposant au givrage un dispositif formé d'une épingle placée en face d'une plaque métallique, la plaque étant parallèle, l'épingle perpendiculaire au vent. En établissant une haute tension entre l'épingle et la plaque, on crée un champ ionisé intense et les gouttelettes sont projetées sur la plaque, où l'on observe une plage givrée. Cet effet subsiste dans des vents de 20 m/sec. Des flocons de neige sont également projetés sur la plaque.

présente l'inconvénient d'exiger un appareillage assez lourd. Il était intéressant de voir si les deux modes de captation donnent des résultats sensiblement différents et si la peine que l'on se donne pour obtenir une précipitation correcte était justifiée.

Tout d'abord, dans un procédé comme dans l'autre, il faut disposer d'une huile qui permette la capture et l'examen des gouttelettes. Les expériences se font à des températures qui ne sont jamais très supérieures à 0°. Les huiles usuelles, notamment l'huile de paraffine que j'avais à ma disposition, sont alors trop visqueuses et leur tension superficielle est trop élevée pour que la captation des gouttelettes soit possible. On y remédie en ajoutant du pétrole (environ 25%) jusqu'à fluidité convenable. Une trace d'acide stéarique abaisse la tension superficielle. Pour éviter une légère dissolution des gouttelettes au cours des mesures, il est prudent de saturer d'eau le mélange. Il suffit d'ajouter un peu d'eau et d'agiter vigoureusement, puis de laisser reposer. Il se forme une couche inférieure d'eau et une couche supérieure d'huile, dans laquelle on puise avec précaution à l'aide d'une pipette.

DISPOSITIF DE CAPTATION ÉLECTROSTATIQUE. — Rappelons brièvement le principe de l'appareil Pauthenier-Brun utilisé. Les pôles d'un générateur de haute tension

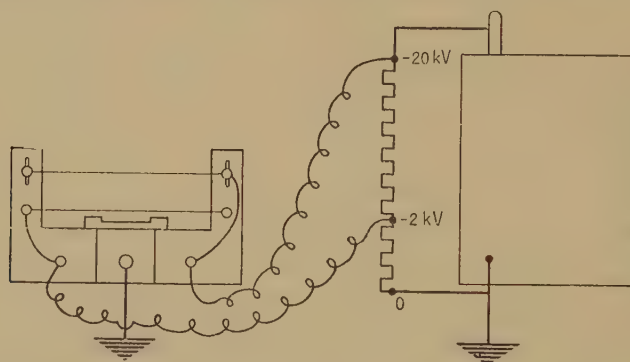


FIG. 2. — Dispositif de captation électrostatique des gouttelettes.

(environ 20 kV) sont reliés d'une part à une cuve plate remplie d'huile, d'autre part à un fil horizontal tendu à environ 15 mm au-dessus de la cuve. L'espace compris entre le fil et la cuve est très fortement ionisé par des ions du signe contraire à celui du fil. Les gouttelettes acquièrent une charge considérable dans cet espace et sont projetées dans la cuve sous l'action du champ électrique. Dans la pratique, on observe avec un tel dispositif des mouvements turbulents de l'huile. Il convient, pour y remédier, d'interposer entre le fil et la cuve, à environ 1,5 mm au-dessus de celle-ci, un deuxième fil porté à 2 kV (fil de « grille »), dont le rôle est de régulariser le champ. Pour assurer le fonctionnement de l'appareil dans les conditions météorologiques sévères du Sommet du Puy de Dôme, je l'ai modifié légèrement de la façon suivante : pour obtenir plus rapidement une densité suffisante de gouttelettes dans l'huile, la cuve est rem-

placée par la lame huilée que l'on photographiera. Cette lame est posée sur une plateforme métallique reliée à la masse. Les fils sont supportés par une pièce en bakélite. Leurs extrémités peuvent glisser dans des rainures pratiquées dans la bakélite, en sorte que la distance des fils à la plaque soit réglable (voir fig. 2).

CAPTATION MÉCANIQUE. — On utilise simplement les lames du microscope de dimensions 76×26 mm, qu'on recouvre d'huile et qu'on déplace dans le vent.

MICROPHOTOGRAPHIE ET EXAMEN DES CLICHÉS. — La chambre photographique est du format 9×12 cm. Avec l'objectif et l'oculaire employés, le grandissement total est de 145, les plaques utilisées sont des panchromatiques. A cause des mouvements dont l'huile est le siège, une pose assez courte et un éclairage intense sont nécessaires. Avec une lampe survoltée, une pose de 0,1 seconde donne des clichés corrects. Pour le dépouillement des clichés, il est commode d'utiliser un agrandisseur photographique, de rapport d'agrandissement 3,5 environ. Sur la planchette où se projette l'image est collé un papier blanc quadrillé. On peut alors dénombrer et mesurer les gouttelettes carré par carré. C'est finalement le degré de netteté qui limite la précision de la mesure des diamètres. On peut évaluer l'erreur moyenne sur le diamètre d'une gouttelette donnée à 5 % environ. L'erreur probable sur la moyenne est évidemment bien moindre. Les autres grandeurs qui interviendront étant mesurées avec beaucoup moins de précision, on peut négliger cette erreur sur le diamètre moyen.

COMPARAISON DES PROCÉDÉS. — Un essai préliminaire fut effectué en prenant deux clichés de chaque espèce. Bien que le nombre de gouttelettes photographiées n'ait pas été suffisant pour permettre une bonne mesure, une différence nette sur le diamètre moyen a été observée. La captation électrostatique a permis de dénombrer 65 gouttelettes de diamètre moyen 15μ et la captation mécanique 71 gouttelettes de diamètre moyen $16,8 \mu$.

Pour la deuxième mesure, 5 lames ont été successivement exposées pour chacun des procédés. On a alterné les procédés de captation, en opérant toujours au même endroit. Le vent n'étant pas suffisant pour permettre une bonne captation mécanique, la lame a été déplacée vivement dans le nuage, la vitesse étant de l'ordre de 5 m/sec. Voici les résultats :

	NOMBRE DE GOUTTELETTES	DIAMÈTRE MOYEN (en μ)	VOLUME MOYEN (en μ^3)
Captation mécanique	200	21,7	7 530
Captation électrostatique	149	19,6	6 150

A titre d'indication, bien que le nombre de gouttelettes mesurées soit trop faible pour permettre une statistique correcte, les courbes $N = f(x)$ de la figure 3 donnent dans l'un et l'autre procédés le nombre relatif des gouttelettes dont le diamètre est inférieur à x . Il y a entre les deux courbes un écart très supérieur aux erreurs de mesures.

Plusieurs expériences seraient nécessaires pour déterminer de combien en moyenne le diamètre mesuré par le procédé mécanique surpasse celui obtenu par le procédé électrostatique. Cet écart dépend d'ailleurs de la dispersion des diamètres des goutte-

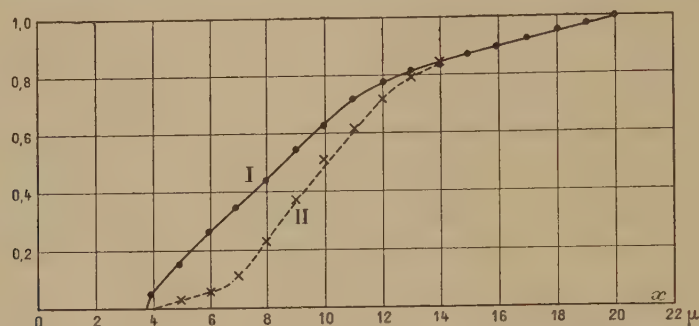


FIG. 3. — Proportion des gouttelettes dont le diamètre est inférieur à x .
I. Captation électrostatique. II. Captation mécanique.

lettes dans le nuage étudié. Les expériences rapportées ci-dessus permettent d'affirmer qu'il existe et peut atteindre 10 %. Aussi m'en tiendrai-je pour la présente étude au procédé électrostatique.

MESURE DU NOMBRE DE GOUTTELETTES PAR CENTIMÈTRE CUBE

8. La méthode microphotographique ayant donné $\bar{a}$, plusieurs méthodes sont possibles pour déterminer N . La première, théoriquement la plus parfaite, consiste à faire pénétrer le brouillard dans une chambre cylindrique munie d'un fil fin coaxial. Par effet couronne, comme dans la mesure des rayons des gouttelettes, on projette les gouttelettes contre les parois. Ces dernières ont été préalablement recouvertes d'un papier photographique enduit de bleu de méthylène, sur lequel chaque gouttelette laisse une trace. Il suffit de compter les taches. Le point délicat consiste à réaliser à l'intérieur de la chambre un brouillard identique au brouillard extérieur. De grandes précautions sont nécessaires. L'inconvénient pour le but que nous avons en vue est que la préparation d'une mesure est longue. La mesure elle-même est instantanée. Elle est valable à un instant et en un endroit bien déterminés. Il est préférable, pour tenir compte des défauts d'homogénéité du brouillard, d'opérer sur de grands volumes. On y arrive en déterminant, non pas N , mais par exemple la masse d'eau condensée par unité de volume qui, moyennant la connaissance du volume moyen d'une gouttelette, permet d'obtenir N .

Une méthode simple, mais pas toujours applicable, consiste à retenir le brouillard sur un filtre approprié, que l'on pèse. J'ai utilisé dans ce but l'appareil à mesurer la charge spatiale. Le tampon métallique est contenu dans un cylindre en feuille d'aluminium mince. Il est ainsi amovible et peut rentrer dans un étui hermétiquement fermé. Le tampon sec est pesé avec l'étui avant la mesure, puis on l'introduit dans l'embouchure, placée elle-même sur un trépied à l'extérieur sur la terrasse. On attend quelques minutes pour que les températures aient le temps de s'équilibrer ; on aspire ensuite un volume déterminé de brouillard, 100 litres par exemple. On ôte le tampon ; on le place dans son étui et on revient le peser au laboratoire. La différence des pesées donne la quantité d'eau cherchée. Avec un trébuchet, en opérant par double pesée, il est facile de faire les mesures à 1 mg près. Le poids du tampon avec son étui est de 37 g environ. L'aspiration du brouillard dure de 6 à 7 minutes.

Cette méthode ne réussit pas dans les brouillards « secs » à gouttelettes fines, où l'humidité relative est inférieure à 100. En effet les gouttelettes s'évaporent à mesure que l'air est aspiré et l'augmentation de poids est nulle ou insignifiante. Cet inconvénient, déjà signalé par J. Bricard [14], oblige à recourir à une méthode moins précise : la mesure de la distance de visibilité. Le principe est le suivant : si un observateur regarde à travers le brouillard un objet sombre de pouvoir réflecteur négligeable, se détachant sur l'horizon, les gouttelettes interposées entre l'objet et lui diffusent une certaine quantité de lumière. Pour une certaine valeur de la distance, le contraste entre l'objet et le fond devient insuffisant pour qu'il soit possible d'en distinguer les contours. C'est la distance de visibilité v . Trabert a trouvé empiriquement qu'elle est reliée au rayon moyen $\bar{a}$ (en μ) et à la masse d'eau condensée (en g/m³) par unité de volume par la relation :

$$v = 5,8 \frac{\bar{a}}{m}.$$

Cette formule a été ensuite démontrée théoriquement par J. Bricard [15]. L'expérience m'a montré qu'à un instant donné la distance de visibilité s'évalue à 1 m près et qu'elle est à peu près indépendante de l'observateur. Ce qui rend la mesure peu précise, ce sont les variations continuelles d'opacité du brouillard. Il y a lieu de distinguer deux sortes d'hétérogénéités : celles qui sont dues aux sautes de vent autour des obstacles locaux ; elles n'intéressent que des distances de l'ordre du mètre et des temps de l'ordre de la seconde ; et celles plus importantes qui intéressent des distances de l'ordre de plusieurs centaines de mètres, et des temps de l'ordre de la minute. Il y aurait lieu d'établir si ces dernières sont dues à des perturbations résultant de l'action du relief sur le nuage ou si c'est là un phénomène général indépendant de la présence d'une montagne. Quoi qu'il en soit, on doit observer la visibilité à intervalles réguliers, puis faire une moyenne. La précision du procédé dépend en grande partie de l'amplitude des variations de la visibilité. On peut trouver des distances

variant du simple au double. Cependant, dans la moyenne, des erreurs supérieures à 20 % paraissent exclues. Dans les cas favorables (nuages stables et opaques), on peut espérer réduire l'erreur à moins de 10 %.

MESURE DE LA CONDUCTIBILITÉ

9. La conductibilité a été mesurée à l'aide d'un appareil du type Gerdien. Le principe de son fonctionnement et sa description se trouvent dans les traités d'Électricité Atmosphérique [16]. Comme l'a montré L. Cagniard [17], cet appareil n'est pas sans défauts, mais il a l'avantage d'être assez robuste pour fonctionner au dehors dans des conditions météorologiques défavorables. Cependant, quelques modifications ont été nécessaires pour obtenir une grande sécurité de mesures dans les nuages du Puy de Dôme ; elles ont eu pour but d'empêcher toute arrivée d'eau sur l'isolant de l'électromètre. Dans l'appareil ordinaire, ce dernier se trouve au-dessous du tube où l'air circule. Si l'air est chargé de gouttelettes, le corps de déperdition se mouille et l'eau peut s'écouler par gravité jusque sur l'isolant. Pour remédier à ce défaut, l'électromètre a été placé au-dessous du tube d'aspiration (fig. 4).

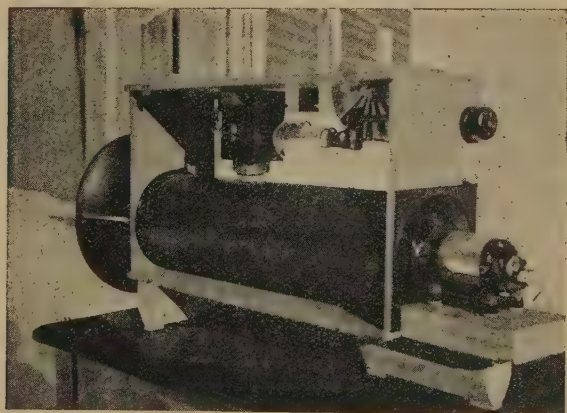


FIG. 4. — Le Gerdien adapté aux mesures dans les nuages.

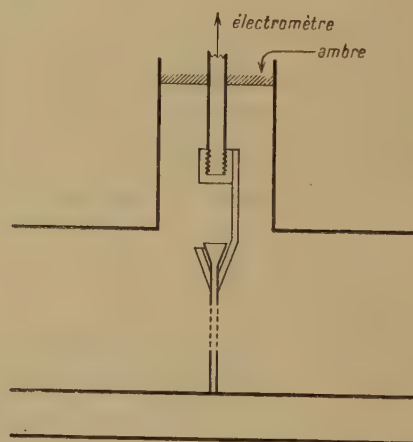


FIG. 5. — Système d'attache du corps de déperdition.

La borne est en bas et le corps de déperdition vient s'y accrocher à l'aide de la suspension représentée dans la figure 5. La borne débouche au fond d'une cavité cylindrique qui contient la suspension. Il est important de ne laisser aucune ouverture dans les parois de cette cavité, sinon il s'y produit des tourbillons pouvant amener la projection de gouttelettes sur l'isolant. La circulation de l'air est assurée à l'aide d'un ventilateur mû par un moteur. Un rhéostat permet le réglage de la vitesse. Celle-ci est toujours maintenue autour de 4 m/sec. L'électromètre, le rhéostat, ainsi qu'une

lampe destinée à éclairer la graduation de l'électromètre, sont contenus à l'intérieur d'une sorte de caisse à parois latérales amovibles. Un trou pratiqué dans une des parois laisse passer le viseur de l'électromètre. La lampe et le rhéostat chauffent l'intérieur de la caisse, éliminant ainsi les gouttelettes qui pourraient pénétrer par les interstices.

Rappelons que si V_0 est le potentiel initial du corps de déperdition et V son potentiel au bout du temps t , que si, d'autre part, $V_0 - V$ est faible devant V_0 , la conductibilité λ est donnée par la formule :

$$\lambda = \frac{1}{2\pi t} \frac{C}{C'} \frac{V_0 - V}{V_0 + V},$$

où C désigne la capacité totale du système électromètre + corps de déperdition et C' celle du corps de déperdition seul. $\frac{C}{C'}$ est égal à 1,6. J'ai pris par ailleurs la précaution d'étalonner l'électromètre bifilaire. Ce n'était pas inutile, la déviation n'étant pas exactement proportionnelle à la tension.

Bien que l'ambre soit un très bon isolant et que grâce aux dispositions simples exposées ci-dessus le fonctionnement du Gerdien ait toujours été très correct, il faut néanmoins tenir compte des fuites inévitables. On enlève pour cela le corps de déperdition et on note la chute de tension de l'électromètre. Dans l'appareil en service, cette fuite est réduite dans le rapport $\frac{C - C'}{C} = 0,37$. Il faut la déterminer après chaque mesure, car elle n'est pas tout à fait constante. La conductibilité parasite qui en résulte est de l'ordre de $0,4 \cdot 10^{-5}$. C'est loin d'être négligeable.

Dans la pratique, la mesure de la conductibilité est celle qui est le plus facilement perturbée par les conditions météorologiques. Elle échoue par suite assez souvent. Tout d'abord il faut compter une dizaine de minutes pour la mesure de chaque conductibilité et quelques minutes supplémentaires pour laisser à l'isolant le temps de se polariser. C'est donc pendant une demi-heure que le nuage doit rester assez dense. On voit ici combien serait avantageuse la méthode de Mme Thellier, permettant la mesure des conductibilités en un temps très court. Malheureusement les intempéries du Puy de Dôme rendent son application difficile. Ensuite la mesure des conductibilités est impossible si le nuage est le siège de précipitations solides : neige ou glace sous toutes leurs formes, y compris le chasse-neige. On observe en effet alors des bonds désordonnés du fil de l'électromètre. Il faut voir là, très probablement, un effet d'électrisation par frottement du corps de déperdition. Les précipitations liquides ne présentent pas les mêmes inconvénients. Quand le nuage est exempt de précipitations, le corps de déperdition, nous l'avons déjà vu, collecte néanmoins des gouttelettes ; si la température est supérieure à 0° , il se mouille ; si elle est inférieure à 0° , il givre. J'ai vérifié plusieurs fois que ce mouillage ou ce givrage n'entraînent aucune déviation

de l'électromètre. C'est là une preuve de plus que la charge des gouttelettes n'est pas très élevée.

La figure 6 montre un diagramme indiquant les chutes de potentiel du corps de déperdition (notée de minute en minute, sans correction de fuite) un jour de brouillard et un jour clair.

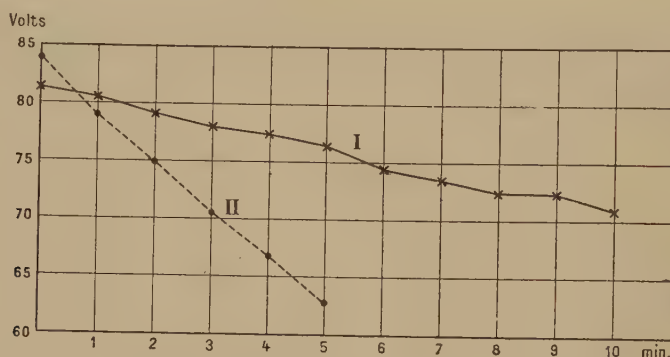


Fig. 6. — Courbe de décroissance du potentiel du corps de déperdition.
I. Dans un nuage (30 mars 1945). II. Par beau temps (11 mars 1945).

MESURE DE L'INTENSITÉ D'IONISATION

10. On ne possède pas encore à l'heure actuelle d'appareil permettant de mesurer avec exactitude le nombre total q de paires d'ions produites par centimètre cube et par seconde dans l'air en un lieu donné. On se contente de solutions approchées qui, d'après leurs auteurs, donnent q à mieux que 10 % près. La méthode à laquelle je me suis arrêté est celle de Schweidler, telle qu'elle a été utilisée par Hogg à Canberra [18]. Elle consiste à mesurer le courant de saturation dans une chambre d'ionisation de grand volume à parois minces. Les parois doivent être minces pour réduire le plus possible deux causes d'erreur, qui agissent en sens inverse :

1° L'absorption du rayonnement mou (particules α principalement), qui aurait normalement contribué dans l'air libre à l'ionisation du volume intérieur.

2° L'émission par les parois d'un rayonnement propre dû aux substances radioactives qu'elles contiennent, ainsi que d'un rayonnement secondaire excité par les divers rayonnements pénétrants. Il faut donc choisir un métal ayant peu de chances de renfermer des impuretés radioactives, par exemple le zinc ou le fer.

En augmentant le volume de la chambre, on diminue l'importance relative des causes d'erreur qui, pour une épaisseur de parois donnée, sont proportionnelles à la surface. La chambre que j'ai utilisée (fig. 7) est un bidon cylindrique en tôle de 0,6 mm d'épaisseur. La longueur est de 45,5 cm, le diamètre de 36,2 cm et, par suite, le volume de 46 900 cm³. L'électrode axiale est une tige d'acier de 40 cm de longueur, de 4 mm de diamètre. Elle est vissée dans un bouchon d'ambre, maintenu lui-même par une

pièce de laiton, qui est relié en permanence à la masse et joue ainsi le rôle d'écran de garde. Cette pièce est entrée à force dans un bouchon de caoutchouc, enfoncé dans une embouchure cylindrique E. Deux autres orifices A et B sont prévus pour le remplissage de la chambre. Ils sont munis de robinets. L'aspiration s'effectue à l'aide du système déjà décrit.

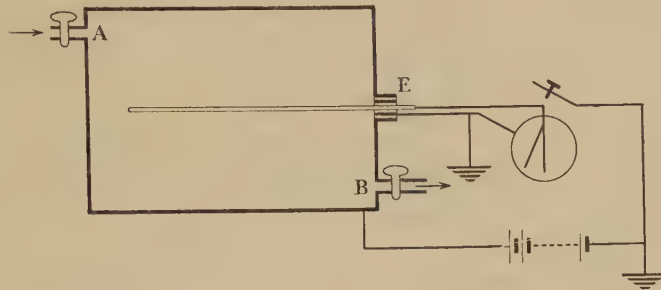


FIG. 7. — La chambre d'ionisation

Pour une mesure l'électrode centrale est reliée à l'électromètre de Lindemann dont il a déjà été question. La capacité de l'ensemble est $C = 6,4$ cm. La chambre est portée à un potentiel V ; l'électrode centrale est d'abord à la masse, puis isolée. On mesure son augmentation de potentiel pendant 5 minutes par exemple. Cette augmentation ne dépasse jamais 2 volts.

A cause des grandes dimensions de la chambre, une tension exagérément élevée serait nécessaire pour obtenir le courant de saturation I_s . Aussi cherche-t-on à le déterminer par une méthode d'extrapolation à partir de la fonction $I = f(V)$. Le raisonnement suivant permet de préciser la forme de la fonction f : L'air aspiré du dehors dans la chambre contient des noyaux de condensation et des gros ions très peu mobiles. K étant une constante et n la densité ionique, on peut écrire à l'équilibre, en l'absence de champ électrique :

$$q - Kn = 0.$$

Quand on établit la tension V , l'électrode interne recueille par seconde un nombre d'ions proportionnel à n et à V . K' désignant une autre constante :

$$I = K'nV.$$

Soit v le volume de la chambre, le bilan total s'écrira :

$$qv = Knv + K'nV$$

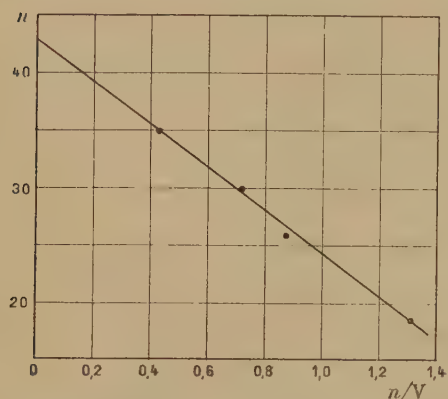
ou

$$q = C \frac{I}{V} + C'I,$$

C et C' étant deux nouvelles constantes. La relation entre I et $\frac{I}{V}$ est linéaire. Au lieu

de tracer la courbe $I = f(V)$, on tracera la droite $I = f\left(\frac{I}{V}\right)$, dont l'intersection avec l'axe des ordonnées donne I_s ; c'est en effet la valeur de I pour $V = \infty$.

Le raisonnement qui précède n'est qu'approché : il néglige les perturbations apportées au champ par les charges d'espace qui apparaissent lors du mouvement des ions ; il néglige aussi la diffusion. Néanmoins l'expérience montre que les points de



coordonnées I et $\frac{I}{V}$ se placent très approximativement sur une droite. Il est donc inutile ici de chercher plus loin.

Pratiquement, si la saturation correspond à une augmentation de potentiel de w volts en 1 minute, q est donné par la relation :

$$q = \frac{Cw}{300,60} \frac{1}{\varepsilon v},$$

ou

$$q = 15,9 w.$$

FIG. 8. — Mesure du courant de saturation (12 avril 1945).

Pour déterminer w , on note l'augmentation de potentiel pour un certain nombre de tensions appliquées, par exemple 14,9 ; 29,1 ; 42,5 ; 84 volts.

La figure 8 montre un diagramme $n = f\left(\frac{n}{V}\right)$, n étant la déviation de l'électromètre en 1 minute.

Les valeurs de n obtenues sont très variables d'une journée à l'autre. Elles semblent dépendre au plus haut point des conditions météorologiques (direction et force du vent, état du sol, etc.).

MARCHE D'UNE MESURE — RÉSULTATS

11. Dès que les conditions favorables sont réunies (nuage assez dense exempt de précipitations solides), on commence la mesure des conductibilités. C'est en effet, comme nous l'avons vu, celle qui est le plus facilement perturbée si les conditions deviennent défavorables. On note en même temps les distances de visibilité. On pèse ensuite l'eau contenue dans 100 litres de nuage. Cette mesure peut échouer si l'air du nuage n'est pas saturé. Puis on remplit la chambre d'ionisation pour la mesure de q , qui se fera ensuite à loisir. Enfin on effectue la microphotographie des gouttelettes. Il est difficile de faire un cycle complet d'opérations en moins de 1 heure. Il faudra compter ensuite 1/2 heure pour la mesure du courant de saturation et il restera à développer et dépouiller les clichés de gouttelettes.

Les résultats des mesures sont indiqués dans le tableau suivant :

EXPÉRIENCE N°	DATE	TEMPÉ- RATURE	RAYON MOYEN DES GOUT- TELETTES μ	EAU CON- DENSÉE g/cm^3	NOMBRE DE GOUT- TELETTES $/cm^3$	INTENSITÉ D'IONISA- TION	CONDUCTIBILITÉ		
							U. E. S.	λ_1	OBSERVÉE λ_2 TOTALE
1	8 décembre 1944	— 4°	11,5	1,17, 10 ⁻⁵	146	17,1	10,6, 10 ⁻⁵	3,5	7,3 10,8, 10 ⁻⁵
2	29 mars 1945	+ 3°	13,6	0,61	46	11,2	18,1	5,4	6,3 11,7
3	30 mars 1945	+ 3°	10,7	0,59	109	7,7	6,7	2,8	3,4 6,2
4	13 avril 1945	+ 6°	6,9	0,45	304	11,1	6,1	2,0	2,2 4,2
5	30 avril 1945	— 5°	5,3	0,18	274	8,3	6,0	3,0	2,9 5,9
6	20 mai 1945	+ 4°	5,6	0,27	330	7,8	4,3	3,5	5,8 9,3
7	22 mai 1945	+ 1°	10,2	0,24	42	6,3	15,0	4,0	4,0 8,0
8	29 mai 1945	+ 5°5	8,6	0,75	220	10,5	5,6	3,8	3,7 7,5
9	30 mai 1945	+ 2°5	10,4	0,95	157	5,0	3,2	2,3	1,4 3,7
10	31 mai 1945	+ 3°	6,6	0,36	252	4,5	2,8	2,2	2,0 4,2
11	8 juin 1945	+ 9°	8,8	0,60	169	7,1	4,8	4,3	4,7 9,0

Les résultats de mesures indiqués en italiques sont ceux pour lesquels la simultanéité a été médiocre, par suite d'accidents fortuits.

CONCLUSIONS

12. Il y a accord entre les ordres de grandeurs prévus théoriquement et les valeurs expérimentalement obtenues. Dans certains cas la théorie est vérifiée avec précision ; dans d'autres, la valeur prévue s'écarte notablement de la valeur expérimentale. Il ne faut pas surestimer l'importance de ces coïncidences ou de ces discordances. En effet les mesures en elles-mêmes ne sont pas parfaites et l'on peut estimer à 40 % l'erreur maximum sur la conductibilité théorique, dans le cas le plus défavorable. Mais la

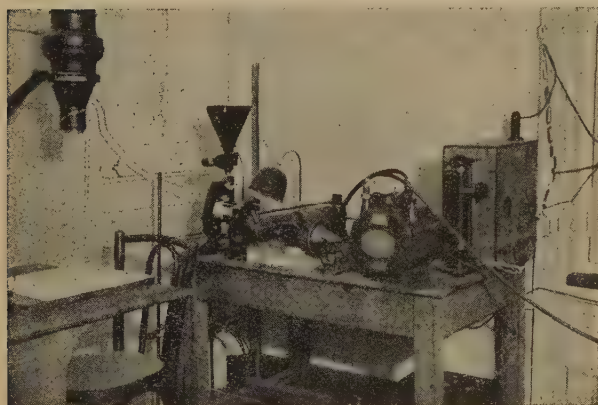


FIG. 9. — Une partie des installations intérieures du laboratoire : l'agrandisseur, la chambre microphotographique, l'aspirateur, le compteur, le générateur de haute tension.



FIG. 10. — Les installations extérieures : l'embouchure contenant le tampon absorbant, le dispositif de captation électrostatique, le Gerdien.

circonstance la plus gênante, ici comme dans beaucoup d'autres domaines de la géophysique, est qu'on n'est pas maître des éléments sur lesquels on opère et qu'ils sont très variables, de manière imprévisible. Dans ces conditions, l'accord entre les valeurs prévues et les valeurs trouvées, même s'il est quelquefois loin d'être parfait, n'en est pas moins très significatif et l'on peut conclure que la relation fondamentale (1) fournit effectivement le moyen de calculer la conductibilité dans les nuages non orageux.

Il me reste à remplir la tâche agréable de remercier tous ceux qui m'ont aidé dans l'accomplissement de mon travail ; en premier lieu M. Jean Coulomb, Directeur de l'Institut de Physique du Globe de Paris, qui a suivi et encouragé mes efforts ; ensuite M. le Directeur et le personnel de l'Observatoire du Puy de Dôme. M. Garrigue, physicien adjoint, m'a en particulier donné des conseils pour la partie expérimen-

tale. M. Brun, maître de conférences à la Sorbonne, a bien voulu me confier son dispositif de mesure des dimensions des gouttelettes de nuage. En ce qui concerne la partie théorique, MM. Jacques Yvon et L. Cagniard, maîtres de conférences à la Faculté des Sciences de Strasbourg, m'ont donné des indications précieuses. Je remercie aussi M. le Directeur du Centre National de la Recherche Scientifique, qui a bien voulu m'accorder une importante subvention pour l'achat du matériel nécessaire. Je veux enfin remercier le personnel O.N.M. de la Station du Sommet du Puy de Dôme qui, sous les ordres de M. É. Fort, chef de poste, fait bénéficier de son organisation matérielle le personnel de l'Observatoire Géophysique.

Manuscrit reçu le 26 juin 1945.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] P. PLUVINAGE. *Ann. de Géoph.*
- [2] ABRAHAM et SACERDOTE, *Recueil de Constantes Phys.* Tableau 238 a, p. 569.
- [3] E. MATHIAS et Ch. JACQUET. *C. R.*, **189**, p. 14 (1929).
- [4] E. MATHIAS et G. GRENET. 64^e Congrès des Soc. Sav. (1931), p. 292.
- [5] J. COULOMB. *Bulletin de l'I. P. G. du Puy de Dôme*, N° 8 (1935-1936), p. 69.
- [6] E. MATHIAS et G. GRENET. 64^e Congrès des Soc. Sav. (1931), p. 220.
- [7] J. BRICARD et J. JUNG. *C. R.*, **209**, p. 485 (1939).
- [8] H. GARRIGUE. *C. R.*, **214**, p. 801 (1942).
- [9] WIGAND. *Phys. Zeits.*, **27**, p. 803 (1926).
- [10] MARKGRAF, *Mer. Zeits.*, **41**, p. 165 (1924).
- [11] WIGAND et FRANKENBERGER, *Phys. Zeits.*, **31**, p. 204 (1930).
- [12] E. BRUN et M. PAUTHENIER. *La Météorologie*, janv.-juin 1943, p. 70.
- [13] J. BRICARD, *Thèse*, Paris, Masson, 1940.
- [14] J. BRICARD, *La Météorologie*, janv.-juin 1943, p. 57.
- [15] J. BRICARD, *Ann. de Géoph.*, **1** (1944), fasc. 2, p. 1.
- [16] E. MATHIAS, *Traité d'Électricité Atmosphérique et Tellurique*. Article de Ch. MAURAIN, p. 109.
- [17] L. CAGNIARD, *Ann. de Géoph.*, **1** (1944), fasc. 1.
- [18] A. R. HOGG, *Gerl. Beit. z. Geoph.*, **41**, p. 1 (1934).

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ

Les phénomènes photochimiques dans la haute atmosphère

Vu et approuvé :

Paris, le 9 Octobre 1945

LE DOYEN DE LA FACULTÉ DES SCIENCES
P. MONTEL.

Vu et Permis d'imprimer :

LE RECTEUR DE L'ACADÉMIE DE PARIS
G. ROUSSY.

